

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE NANCY I

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude ESCARAVAGE

* * * * *

SUJET :

**Comparaison des modes de déformation plastique
de monocristaux de solution solide Mg-In
et de Mg pur**

* * *

Soutenue le 28/4 1973, devant la commission d'examen

*

Membres du Jury

Président	M. GERL
Examineur	MM. CHAMPIER
Membres invités	PHILIBERT
	QUERE

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE NANCY I

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude ESCARAVAGE

* * * * *

SUJET :

**Comparaison des modes de déformation plastique
de monocristaux de solution solide Mg-In
et de Mg pur**

* * *

Soutenue le

1973, devant la commission d'examen

*

Membres du Jury

Président	M. GERL
Examineur	MM. CHAMPIER
Membres invités	PHILIBERT
	QUERE

SOMMAIRE

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique du Solide de l'Ecole Nationale Supérieure de la Métallurgie & de l'Industrie des Mines de Nancy, sous la direction de Monsieur le professeur G. CHAMPIER. Pour son enseignement, ses conseils et son aide, je lui exprime ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur J. PHILIBERT et Monsieur Y. QUERE qui ont bien voulu venir participer à ce Jury.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur M. GERL qui a accepté de présider le Jury.

Au cours de ce travail, j'ai bénéficié de l'esprit d'équipe de tous les chercheurs et techniciens du Laboratoire et de l'aide de Monsieur PINSART, pour la réalisation des expériences.

L'impression et les travaux photographiques de ce mémoire sont l'oeuvre de Madame NAUDIN, Madame PEDEL, Monsieur G. ROHR et Monsieur COLLERET que je tiens à remercier.

Des clichés au microscope électronique à balayage sont présentés grâce à Monsieur KOHLER, du Laboratoire de Monsieur ROQUES.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551908_0021

SOMMAIRE

	Pages
<u>CHAPITRE I -</u>	
INTRODUCTION.	1
<u>CHAPITRE II -</u>	
2.1 - FABRICATION DE L'ALLIAGE.	5
2.2 - CROISSANCE DES CRISTAUX.	5
2.3 - PREPARATION DES EPROUVETTES	7
2.3.1 - Glissement sur le plan de base.	7
2.3.2 - Glissement en dehors du plan de base.	7
2.4 - LES ESSAIS DE TRACTION.	9
2.4.1 - Essais en glissement sur le plan de base.	9
2.4.2 - Essais sans glissement sur le plan de base.	10
<u>CHAPITRE III -</u>	
3.1 - LES COURBES DE TRACTION DU MAGNESIUM PUR ET DE L'ALLIAGE MAGNESIUM-INDIUM EN GLISSEMENT SUR LE PLAN DE BASE.	12
3.1.1 - Allure générale des courbes.	12
3.1.2 - Le crochet de traction.	13
3.1.3 - La longueur du stade I de la courbe de traction.	14
3.1.4 - Le coefficient de durcissement dans le stade I.	15
3.2 - OBSERVATIONS DES EPROUVETTES DEFORMEES.	15
3.3 - LA CISSION CRITIQUE POUR LE GLISSEMENT SUR LE PLAN DE BASE.	16
3.3.1 - Définition de τ_0 .	
3.3.2 - Influence de la concentration.	17

3.3.3 - Influence de la température.	18
3.3.4 - Influence de la vitesse de déformation.	18
3.3.5 - Evaluation de l'énergie et du volume d'activation.	19
3.4 - L'EFFET PORTEVIN-LE CHATELIER AU COURS DE LA DEFORMATION A CHAUD.	21
3.4.1 - Description du phénomène.	21
3.4.2 - Domaine de température pour l'effet Portevin -Le Chatelier.	22

CHAPITRE IV -

4.1 - CONDITIONS D'OBSERVATION DES GLISSEMENTS PRISMATIQUES ET PYRAMIDAUX.	24
4.1.1 - Orientations de l'axe de traction nécessaire à ces glissements.	24
4.1.2 - Les lignes de glissement correspondant aux différents systèmes.	26
4.1.3 - Les observations métallographiques dans les éprouvettes de magnésium pur.	26
4.1.3.1 - Eprouvettes déformées à 77 K.	26
4.1.3.2 - Eprouvettes déformées à 200 K.	28
4.1.3.3 - Eprouvettes déformées à la température ambiante.	29
4.1.3.4 - Eprouvettes déformées à une température supérieure à la température ambiante.	29
4.1.4 - Les observations métallographiques dans la solution solide magnésium-indium.	30
4.1.4.1 - Eprouvettes déformées à 77 K.	30
4.1.4.2 - Eprouvettes déformées à 200 K.	31
4.1.4.3 - Eprouvettes déformées à la température ambiante.	33
4.1.4.4 - Eprouvettes déformées à 400 K.	33
4.1.4.5 - Eprouvettes déformées à 500 K.	34
4.2 - LES COURBES DE TRACTION.	
4.2.1 - Essais de traction à 77 K.	35
4.2.2 - Essais à 200 K.	37
4.2.3 - Essais à la température ambiante.	38
4.2.4 - Essais à 400 K.	39
4.2.5 - Essais à 500 K.	39

4.3 - LES CISSIONS CRITIQUES POUR LES GLISSEMENTS EN-DEHORS DU PLAN DE BASE.	40
4.3.1 - Glissement prismatique.	40
4.3.1.1 - Cission critique à 77 K.	40
4.3.1.2 - Cission critique à 200 K.	41
4.3.1.3 - Cission critique à la température ambiante.	41
4.3.1.4 - Cission critique à 400 K et 500 K.	42
4.3.1.5 - Influence de la température sur la cission critique pour le glissement prismatique.	42
4.3.1.6 - Influence de la vitesse de traction sur la cission critique.	43
4.3.2 - Glissement pyramidal de seconde espèce $\alpha = 30^\circ$.	43
4.3.2.1 - Cission critique à 77 K.	43
4.3.2.2 - Cissions critiques à 200 K.	44
4.3.2.3 - Cission critique à 300 K.	44

CHAPITRE V -

5.1 - LA CISSION CRITIQUE POUR LE GLISSEMENT SUR LE PLAN DE BASE.	46
5.1.1 - Cission critique en fonction de la concentration.	46
5.1.1.1 - Influence de la tension de ligne.	46
5.1.1.2 - Le calcul de Mott.	48
5.1.1.3 - Le calcul de Friedel.	48
5.1.1.4 - Comparaison de calculs de Mott et de Friedel.	50
5.1.1.5 - L'utilisation d'une fonction de distribution.	53
5.1.1.6 - Les résultats expérimentaux pour la cission critique à 300 K.	56
5.1.2 - Influence de la température sur la cission critique.	58
5.1.2.1 - Comparaison du calcul de Friedel avec l'expérience.	58
5.1.2.2 - Modifications du modèle.	60
5.1.3 - Influence de la force d'interaction dislocation-soluté sur la cission critique.	62
5.1.3.1 - L'effet de taille.	63

5.1.3.2 - L'effet de module.	64
5.1.3.3 - Combinaison des composantes de la force d'interaction.	66
5.1.3.4 - Comparaison de l'effet de l'indium et des autres solutés sur la cission critique.	68
5.2 - CROCHETS DE TRACTION ET EFFET PORTEVIN-LE CHATELIER.	70
5.2.1 - Crochet de traction et déformation hétérogène.	70
5.2.1.1 - Adoucissement géométrique.	70
5.2.1.2 - Déformation hétérogène.	71
5.2.1.3 - Les mécanismes de blocage.	72
5.2.2 - L'effet Portevin-Le Chatelier.	74
5.2.2.1 - Caractéristiques des alliages où l'effet est observé.	74
5.2.2.2 - Instabilité de la contrainte due à l'ordre à courte distance.	75

CHAPITRE VI -

6.1 - GLISSEMENTS EN-DEHORS DU PLAN DE BASE DES DIFFERENTS METAUX HEXAGONAUX.	77
6.1.1 - Modes de déformation observés dans les métaux hexagonaux.	77
6.1.2 - Le magnésium orienté pour éviter le glissement sur le plan de base.	79
6.1.2.1 - Le glissement prismatique.	79
6.1.2.2 - Le glissement pyramidal de seconde espèce.	80
6.1.2.3 - Les autres modes de déformation.	82
6.1.3 - Effet de l'indium sur les glissements en-dehors du plan de base du magnésium.	82
6.1.3.1 - Glissement prismatique.	82
6.1.3.2 - Le glissement pyramidal de seconde espèce.	84
6.1.4 - Effets des autres solutés en solution solide dans le magnésium.	85
6.1.4.1 - Effet du lithium.	85
6.1.4.2 - Effet du zinc.	86
6.1.4.3 - Autres solutés.	86

6.2 - INTERPRETATION DES PROPRIETES PRISMATIQUES DANS LA SOLUTION SOLIDE MAGNESIUM-INDIUM.	86
6.2.1 - Effet de la contrainte de Peierls-Nabarro sur le glissement prismatique du magnésium et du magnésium-indium.	87
6.2.1.1 - Contrainte de Peierls-Nabarro et rugosité des plans prismatiques.	87
6.2.1.2 - Influence des atomes dissous sur la distance entre plans de glissement.	89
6.2.1.3 - Influence des atomes dissous sur les constantes élastiques.	89
6.2.2 - Effet de l'interaction dislocation-soluté sur le glissement prismatique.	91
6.2.2.1 - Interaction élastique directe dislocation-soluté.	91
6.2.2.2 - Effet des atomes dissous sur la formation des doubles décrochements.	91
6.2.3 - Les différents modèles de glissement dévié.	92
6.2.3.1 - Glissement dévié du plan de base sur le plan prismatique.	93
6.2.3.2 - Glissement dévié avec redissociation sur le plan de base.	95
6.2.3.3 - Glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base.	96
6.2.3.4 - Activation thermique du glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base.	98
6.3 - INTERPRETATION DES PROPRIETES DU GLISSEMENT PYRAMIDAL DE SECONDE ESPECE.	102
6.4 - LES MODES DE MACLAGE.	104
6.4.1 - Le maclage $\{10\bar{1}2\}$.	104
6.4.2 - Le maclage $\{10\bar{1}1\}$.	105

C H A P I T R E V I I -

CONCLUSION.	106
BIBLIOGRAPHIE.	
FIGURES	
MICROGRAPHIES	

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Von MISES et TAYLOR ont montré qu'au cours de la déformation d'un échantillon polycristallin la cohérence des grains n'est maintenue que si cinq systèmes de glissement indépendants peuvent être activés dans chaque cristal ; le polycristal est alors dit *ductile*.

Les métaux cubiques à faces centrées et cubiques à maille centrée possèdent cinq systèmes de glissement indépendants et les polycristaux sont ductiles à toute température ; il peut arriver que la présence d'impuretés particulières vienne limiter la ductilité dans le domaine des basses températures.

Parmi les différents systèmes de glissement des métaux hexagonaux, il est également possible, d'un point de vue purement géométrique, de trouver cinq systèmes indépendants. Rappelons-les :

(1) Trois systèmes de glissement sur le plan de base (0001) $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ dont deux indépendants,

(2) Trois systèmes de glissement sur les plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}\langle 11\bar{2}0 \rangle$, dont deux indépendants,

(3) Six systèmes de glissement sur les plans pyramidaux de première espèce $\{10\bar{1}1\}\langle 11\bar{2}0\rangle$; ils ne sont pas indépendants des deux premiers,

(4) Six systèmes de glissement sur les plans pyramidaux de seconde espèce $\{11\bar{2}2\}[11\bar{2}3]$ dont quatre indépendants.

En réalité, ces différents systèmes de glissement, quand ils existent simultanément, ne sont pas activés pour la même valeur de la cisssion critique et ce fait peut limiter la ductilité des polycristaux de métaux hexagonaux. Par exemple, on trouve que les polycristaux de beryllium, magnesium, zinc et cadmium sont peu ductiles aux températures inférieures à la température ambiante : la cisssion critique, pour le glissement sur le plan de base, est de l'ordre de quelques dizaines de grammes par millimètre carré, alors qu'elle est de l'ordre de plusieurs kilogrammes par millimètre carré pour le glissement sur les autres plans. Les valeurs des cisssions critiques diminuant quand la température augmente, et cet effet étant particulièrement marqué pour les plans de glissement autres que le plan de base, on trouve qu'à partir de 500 K ces valeurs deviennent du même ordre de grandeur et on observe, expérimentalement, une augmentation de la ductilité des polycristaux.

On pourrait encore penser obtenir une amélioration de la ductilité en introduisant un mécanisme de durcissement qui aurait des effets différents suivant les divers plans de glissement : durcissement important des glissements faibles et adoucissement des glissements difficiles ou encore effet nul. Un durcissement de solution solide avec un métal hexagonal ayant pour glissement facile le glissement sur le plan de base semblerait répondre à ce critère : les atomes solutés ont un effet de durcissement sur le glissement sur le plan de base, en revanche ils doivent avoir un effet faible sur les glissements sur les plans autres que le plan de base, compte-tenu de leur *rugosité*.

L'effet des atomes de solutés sur la valeur de cission critique pour le glissement sur le plan de base (0001) des métaux hexagonaux ayant ce plan pour plan de glissement facile a été largement étudié ; il s'apparente au durcissement des solutions solides des métaux cubiques à faces centrées et il est dû essentiellement à un effet de taille et à un effet de module élastique. En revanche, on ne trouve dans la littérature que très peu de résultats sur l'effet des atomes solutés sur la valeur de la cission critique pour les glissements sur des plans autres que le plan de base ; ceux-ci se rapportent au glissement prismatique dans la solution solide magnésium-lithium et magnésium-zinc.

Nous nous sommes donc proposés d'étudier l'effet des atomes de solutés sur les valeurs des cissions critiques pour tous les plans de glissement possibles et pour une même solution solide. Pour mieux préciser l'influence de la concentration du soluté, nous avons choisi un métal de base qui peut accommoder une forte concentration d'atomes dissous, et ce critère nous a conduits à retenir le magnésium comme métal de base et l'indium ou le lithium comme soluté ; l'effet du lithium ayant déjà été partiellement étudié, nous avons retenu l'indium.

Dans la seconde partie de ce travail, nous décrirons les techniques expérimentales utilisées : préparation de monocristaux de solutions solides magnésium-indium de concentration et d'orientation définies, tronçonnage, polissage, essais de traction et de compression à différentes températures et observation des lignes de glissement.

Les résultats expérimentaux se rapportant au glissement sur le plan de base, d'une part, sur le plan prismatique et sur le plan pyramidal, d'autre part, seront rapportés respectivement dans les troisième et quatrième parties.

Enfin, dans les deux dernières parties, nous comparerons ces résultats expérimentaux à ceux que les différentes théories du durcissement par solution solide laissent prévoir et nous discuterons les insuffisances éventuelles des modèles proposés.

-oOo-

CHAPITRE 2

2.1 - Fabrication de l'alliage.

Les alliages magnésium-indium de concentrations comprises entre 0,5 et 10% at. d'indium sont préparés par fusion sous atmosphère d'argon desséché dans des creusets en graphite très pur, à partir de magnésium 99,98% et d'indium 99,999%. Une certaine vaporisation a lieu : elle se traduit par une perte de masse de 0,3 à 0,4%. De ce fait et également à cause de la décantation qui se produit au cours de la croissance des cristaux, il est nécessaire de doser les éprouvettes après l'étude.

2.2 - Croissance des cristaux.

Les monocristaux ont été préparés par la méthode de Bridgman dans un four à résistance à 750 °C qui se déplace verticalement. L'atmosphère était d'argon desséché, un peu supérieure à la pression atmosphérique. Des supports en cuivre assurent le gradient de température.

Les cristaux destinés à l'étude du glissement sur le plan de base peuvent avoir une orientation quelconque. Ils ont été préparés dans un creuset en quatre parties (fig. 21). Le logement B+C du cristal est un parallélépipède de section $3 \times 5 \text{ mm}^2$ et de longueur 220mm. Le métal coule dans ce logement à partir d'un récipient A

placé au-dessus du creuset B+C. Certains cristaux ont été obtenus par croissance spontanée, mais le pourcentage de réussite dans la préparation des monocristaux est meilleure si on utilise un germe monocristallin de magnésium pur placé dans la partie inférieure du creuset. Les monocristaux obtenus ont une orientation voisine de celle du germe ou en position le macle par rapport à lui. Pour obtenir une orientation semblable à celle du germe, il faut nettoyer mécaniquement la surface du germe, fondre le haut du germe et maintenir fondue, pendant un temps assez long, la zone de contact.

Plusieurs sortes de cristaux ont été préparées pour l'étude des glissements en-dehors du plan de base ; tous ont été obtenus avec une vitesse de croissance de 2mm/h. De gros monocristaux de 35mm de diamètre peuvent être obtenus aux concentrations allant jusqu'à 2% at., mais seuls sont utilisables les monocristaux de magnésium pur car lorsqu'on ajoute de l'indium, les cristaux ont leur axe de croissance presque parallèle à la direction $[0001]$: les éprouvettes taillées dans ces cristaux n'ont pas une longueur suffisante pour les essais de traction en glissement en-dehors du plan de base.

De 0,5% à 2% at., des monocristaux de 20mm de diamètre ont été préparés à partir de germes orientés d'axe parallèle au plan de base et à la direction $[10\bar{1}0](\alpha=0)$ et $[11\bar{2}0](\alpha=30^\circ)$. Ces cristaux ont une longueur de 140mm. Aux concentrations supérieures, les cristaux ne poussent pas avec l'orientation imposée par le germe. Nous avons donc utilisé, pour les cristaux à 4%, les mêmes creusets que pour les cristaux destinés à l'étude du glissement sur le plan de base. De nombreux cristaux ont leur axe de croissance trop éloigné du plan de base pour que la correction par polissage chimique soit possible. Nous avons augmenté la section de $5 \times 3 \text{ mm}^2$ à $6 \times 4 \text{ mm}^2$ pour augmenter les possibilités de correction.

Le dosage des monocristaux montre qu'il y a enrichissement en indium de la partie supérieure et de la partie inférieure du monocristal. Le premier phénomène s'explique par l'effet du coefficient

de partage : $k = 2,1$. Le second phénomène est attribué à la décantation de l'indium par gravité, à l'état liquide. Les éprouvettes sont dosées chimiquement après les essais, aux deux extrémités de la partie utile : l'écart est de 0,4% at.

2.3 - Préparation des éprouvettes

2.3.1 - GLISSEMENT SUR LE PLAN DE BASE.

Les monocristaux de $3 \times 5 \text{ mm}^2$ ont été découpés par électroérosion en éprouvettes de 70mm de long. Les surfaces ont été polies chimiquement par passage d'une bande mince d'acier inoxydable. La solution, constamment renouvelée, était composée d'acide nitrique 20%, d'alcool méthylique 40% et d'acétone. Après polissage, la section est d'environ $2,5 \times 4 \text{ mm}^2$. Elle est constante à 5% dans la partie médiane.

Pour effacer les traces d'écrouissage dues au démoulage et au polissage, les éprouvettes ont été recuites sous atmosphère d'argon pendant trois jours, à 500 °C. Un décapage léger dans la solution solide de polissage donne un état de surface propre à l'observation au microscope optique.

L'orientation des cristaux a été déterminée par la méthode de Laue en retour. La précision est de $\pm 2^\circ$.

2.3.2 - GLISSEMENT EN DEHORS DU PLAN DE BASE.

Les éprouvettes de 50mm de long sont préparées dans des parallélépipèdes de $4 \times 6 \text{ mm}^2$. Ces parallélépipèdes sont coupés dans les cristaux de diamètre 35mm ou 20mm par une scie chimique à fil de tergal imprégné d'une solution d'acide nitrique 40% et d'acide acétique 10% dans l'eau. Le découpage par électroérosion crée, en

effet, de petites macles $\{10\bar{1}2\}$ à proximité de la surface de sciage. Ces macles, mal éliminées par polissage chimique, ont un rôle catastrophique dans les essais de traction.

Ces parallélépipèdes ont la face de 6mm de large parallèle au plan de base. Dans les deux faces de 4mm de large perpendiculaires au plan de base, une partie utile de 20mm de long est usinée par polissage avec une meule chimique cylindrique, en chlorure de polyvinyl, de 20mm de large, recouvert d'une bande de tergal et apportant une solution d'acide nitrique diluée (fig. 2.2).

L'axe de traction doit être aussi parallèle que possible au plan de base : pour assurer ce parallélisme, nous avons utilisé une méthode de double cliché de Laue. Le second cliché est superposé au premier après rotation de 180° autour de la normale à une face de référence du support. La face de l'éprouvette voisine de (0001) est collée sur la face de référence. Le cliché obtenu est représenté à la figure 2.3. La distance AA' est reliée à l'écart $\Delta\chi_0$ entre la face de référence et la face (0001). $\frac{AA'}{D} = 2 \operatorname{tg} 2\Delta\chi_0$ si D est la distance échantillon-film. Le support de l'échantillon est ensuite porté sur une polisseuse chimique à bande de tergal usinant des surfaces parallèles à la face de référence du support. L'axe de traction de l'éprouvette étant horizontale, l'angle à corriger n'est pas $\Delta\chi_0$ mais $\Delta\chi_0^I$, composante horizontale de $\Delta\chi_0$. Un dispositif avec butée micrométrique permet de tourner la face de référence de l'angle $\Delta\chi_0^I$ autour d'un axe vertical. La nouvelle face polie a une direction horizontale (qui sera l'axe de traction) parallèle au plan (0001). L'éprouvette est décollée, la face qui vient d'être usinée est collée sur la surface de référence du support. Par la méthode du double Laue, l'orientation de cette face est vérifiée et la face opposée est usinée parallèlement à la surface de référence si la vérification donne un angle $\Delta\chi_0^I$ inférieur ou égal à $20'$. Sinon, on recommence la correction.

Après usinage des quatre faces, l'éprouvette est polie chimiquement dans une solution d'acide nitrique dans le méthanol à

33% ; la température du bain est maintenue en-dessous de 0 °C. La section, dans la partie utile, est de $2 \times 2,5 \text{ mm}^2$ environ. Un examen au microscope optique est nécessaire pour vérifier qu'aucune macule $\{10\bar{1}2\}$ ne traverse l'éprouvette. Ces macles se créent très facilement au cours des manipulations de l'éprouvette, particulièrement dans le cas du magnésium pur.

2.4 - Les essais de traction.

2.4.1 - ESSAIS EN GLISSEMENT SUR LE PLAN DE BASE.

Il n'y a pas de difficultés particulières : le seul risque est la prédéformation. Les éprouvettes sont collées sur des plaquettes en duralumin avec de l'araldite. Le collage se fait sur 20mm de chaque côté et il reste 30mm de partie utile. Le séchage se fait dans des plaques serrées par des vis. Ces plaques empêchent également la torsion de la flexion des éprouvettes au cours du montage sur la machine de traction.

L'éprouvette est placée sous la traverse mobile de la machine de traction pour permettre l'installation d'un bain réfrigérant ou d'un four (fig. 2.4). Les plaquettes de duralumin collées à la partie supérieure de l'éprouvette sont reliées à la partie fixe de la machine par des tiges et des clavettes permettant l'alignement. Celles de la partie inférieure sont fixées à la traverse mobile par l'intermédiaire d'un trépied muni d'une rotule. L'alignement s'ajuste de lui-même au début de la mise en charge.

Pour les essais aux températures supérieures à 80 °C, le collage est impossible et les têtes des éprouvettes sont serrées dans des mors en duralumin.

La vitesse de traction utilisée est de $50 \mu/\text{mm}$, ce qui correspond à $\dot{\epsilon} = 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ pour la partie utile de 30mm.

2.4.2 - ESSAIS SANS GLISSEMENT SUR LE PLAN DE BASE.

La colle ne permet pas de dépasser des forces de 80 kg. Ceci est insuffisant pour atteindre les cisssions critiques pour les systèmes de glissement en-dehors du plan de base. Les mors autoserrant donnent un début de courbe de traction qui dépend du préserrage : le début de la déformation correspond à la pénétration des mors dans les têtes de l'éprouvette. Les congés ne peuvent pas servir à exercer de fortes contraintes car ils se déforment par glissement sur le plan de base puisque la contrainte dans les têtes n'est pas uniaxiale.

La méthode la moins mauvaise consiste à fixer, aux têtes de l'éprouvette, des petits mors en acier inoxydable soigneusement usinés. L'éprouvette repose dans une rainure des mors soigneusement ajustée, la face, usinée à 20 minutes près, dans le fond de la rainure : un couvercle muni de petites dents fixe l'éprouvette au fond de la rainure (fig. 2.5). Les petits mors en acier viennent se placer dans des logements solidaires de la tige et de la rotule, reliés aux traverses fixe et mobile de la machine. Pour que l'effort s'exerce parallèlement au plan de base, donc à la face usinée, il faut que les surfaces des petits mors en acier sur lesquels s'exerce la force soient bien perpendiculaires au fond de la rainure. Des précautions sont nécessaires pour éviter le maclage au cours de la fixation des petits mors : un étau assurant l'alignement des deux mors et empêchant les flexions est utilisé au cours du serrage.

La vitesse de traction utilisée est plus faible que dans le cas du glissement sur le plan de base. Grâce à un réducteur monté sur la machine, la vitesse la plus faible de la traverse mobile est 5 μ /minute. Pour une partie utile de 20mm, la vitesse de déformation correspondante est de $4.10^{-6} \text{ sec}^{-1}$.

Les températures d'essais ont été établies par des bains d'azote liquide (77 K), de glace carbonique dans l'alcool (200 K), ou en installant un four autour du montage de traction. Quelques

températures intermédiaires ont été obtenues en immergeant un récipient contenant le montage de traction et une résistance électrique dans le mélange réfrigérant et en régulant la température avec la résistance électrique.

-oOo-

CHAPITRE 3

3.1 - Les courbes de traction du magnésium pur et de l'alliage magnésium-indium en glissement sur le plan de base.

3.1.1 - ALLURE GENERALE DES COURBES.

Les courbes de traction résolues du magnésium pur à 77 et 300 K sont représentées aux figures 3.1 et 3.2. Celles de la solution solide magnésium-indium aux figures 3.3 et 3.4 pour différentes concentrations en indium.

L'influence de la sous-structure se fait sentir aussi bien dans le magnésium pur que dans les alliages. La pente de la courbe de traction ou coefficient de durcissement peut varier d'un facteur 2 lorsqu'on multiplie par 4 la vitesse de croissance des cristaux. Une influence semblable de la vitesse de croissance a été signalée par HIRSCH et LALLY⁽³⁾. Une augmentation de la vitesse de croissance et probablement de la sous-structure provoque à la fois une augmentation du coefficient de durcissement et une diminution de la longueur du stade I ou "stade de glissement facile". Dans les alliages, les cristaux préparés à 1cm/heure et de concentrations supérieures à 2% donnent toujours des courbes de traction à coefficient de durcissement très fort dès le début (exemple : fig. 3.4, éprouvette n° 120). A très forte concentration, la sous-structure est forte, même avec la faible vitesse de croissance (fig. 3.3, éprouvette 178).

L'orientation de l'axe de traction à l'intérieur du triangle standard a également une influence ; elle est semblable dans la solution solide magnésium-indium et dans le magnésium pur. Les monocristaux les plus "mous", c'est-à-dire ayant une limite élastique faible, un coefficient de durcissement faible et un stade de glisse-

ment facile long ont leur orientation située au milieu du triangle standard : $50^\circ > \chi_0 > 30^\circ$ si χ_0 est l'angle entre l'axe de traction et le plan de base. Dans le magnésium pur à 77 K et à 300 K les cis-sions critiques des éprouvettes telles que $\chi_0 > 60^\circ$ ou $\chi_0 < 20^\circ$ sont de 20% supérieures à celle des éprouvettes du domaine $50^\circ > \chi_0 > 30^\circ$. Le coefficient de durcissement (fig. 3.5a et 3.5b) peut varier du simple au triple à la température ambiante ; cette influence est moins importante à 77 K. La déformation à la rupture (fig. 3.5c) varie également du simple au double. Dans la solution solide, l'influence de l'orientation sur la limite élastique n'apparaît plus, mais la variation du coefficient de durcissement à 77 K et 300 K (fig. 3.6a et 3.6b) est semblable à celle observée sur le magnésium pur ainsi que la variation de la déformation à la rupture (fig. 3.6c).

Nous décrirons par la suite les modifications de la courbe de traction dues à l'addition d'indium dans le cas où la sous-structure est faible et l'orientation favorable au glissement sur le plan de base.

3.1.2 - LE CROCHET DE TRACTION.

Le passage du domaine élastique au stade de glissement facile caractérisé par un coefficient de durcissement constant et faible se fait de plusieurs façons. Dans le magnésium pur ou les alliages faiblement concentrés $c < 1\%$, il y a un domaine de transition parabolique. Dans les solutions solides plus concentrées, les courbes de traction présentent un crochet de traction. Il subsiste lorsqu'on déduit de la déformation l'allongement parasite dû à la déformation du montage et de la machine. Ce crochet de traction a une forme très arrondie et le minimum de contrainte est atteint pour des glissements assez grands $g \approx 0,05$.

La figure 3.7 montre que ces crochets de traction se produisent du côté des fortes concentrations et des basses températures. Les concentrations critiques d'apparition des crochets de traction augmentent entre 77 K et 300 K, mais à 300 K les crochets de traction sont difficiles à détecter.

Plus la température de l'essai est basse, plus le crochet de traction est net. Son amplitude $\tau_{\text{sup}} - \tau_{\text{inf}}$ ne varie cependant pas beaucoup (fig. 3.8). Au-dessus de 300 K, le phénomène d'instabilité de la contrainte ou de crochet de traction répété que nous décrirons plus loin remplace le crochet de traction unique.

Pour une température donnée, le crochet de traction devient de plus en plus aigu lorsqu'on augmente la concentration (fig. 3.9). L'amplitude $\tau_{\text{sup}} - \tau_{\text{inf}}$ du crochet de traction augmente avec la concentration pour atteindre 15% de la limite élastique. Lorsqu'on essaie de représenter cette variation (fig. 3.10), on constate que $\tau_{\text{sup}} - \tau_{\text{inf}}$ est bien représenté par une loi du type $c^2(1-c)^2$.

3.1.3 - LA LONGUEUR DU STADE I DE LA COURBE DE TRACTION.

Les courbes de traction des monocristaux de magnésium pur comprennent toujours deux stades de coefficient de durcissement différents aux températures inférieures à 200 °C. La longueur du stade I ou *stade de glissement facile* augmente lorsque la température augmente de 77 K à 300 K, et encore entre 300 K et 473 K^(2,4,5).

Dans les monocristaux d'alliages sans sous-structure d'orientation correspondant à $60^\circ \geq \chi_0 \geq 30^\circ$, il est possible d'obtenir, à toute température, des courbes de traction pratiquement à stade unique (fig. 3.11). Le stade I se prolonge jusqu'à la rupture avec parfois un léger écart à la loi linéaire du début. On a obtenu aussi dans tout le domaine de température des glissements égaux ou supérieurs à 3. La figure 3.11 compare, pour une même orientation, le stade I d'éprouvettes de magnésium pur et d'alliages à 77 K (187 et Mg 21) et à 298 K (Mg 15 et 1824). A 298 K, le stade II commence à $g = 2,2$ dans l'éprouvette de magnésium pur ; l'éprouvette à 2,8% d'indium de même orientation a donné un stade unique jusqu'à la rupture pour $g_R = 4,5$.

3.1.4 - LE COEFFICIENT DE DURCISSEMENT DANS LE STADE I.

En comparant les figures 3.5 et 3.6 qui donnent le coefficient de durcissement $\theta_I = \frac{1}{\nu} \frac{d\tau}{dg}$ on constate :

- à 298 K il n'y a pas de variation du coefficient de durcissement avec la concentration ; les valeurs sont sensiblement égales dans le magnésium pur et dans l'alliage à 5,5% at.
- à 77 K, par contre, on a observé dans des éprouvettes contenant 5,5 at. % d'indium, des coefficients de durcissement θ_I de l'ordre de $0,3 \cdot 10^{-4}$; dans le magnésium pur, à la même température, le coefficient θ_I le plus faible observé valait 10^{-4} .

3.2 - Observations des éprouvettes déformées.

L'observation des faces de l'échantillon révèle surtout des lignes de glissement sur le plan de base. Dans le magnésium pur, leur nombre augmente au cours du stade I dans tout l'échantillon. Dans l'alliage à partir de 2% at., la déformation est hétérogène. La densité de lignes de glissement est rapidement élevée dans une zone de l'échantillon et diminue progressivement aux limites de cette zone déformée ; la plus grande partie de l'échantillon n'est pas déformée. La rotation du réseau entre cette zone déformée et le reste de l'échantillon peut être mesurée par la méthode de Laue en retour : elle est de l'ordre de 11° pour $g = 0,27$; dans la zone déformée la direction de glissement $[1\bar{2}10]$ s'est rapprochée de l'axe de traction. L'hétérogénéité de la déformation est alors visible à l'oeil nu par le changement de forme de l'éprouvette. Il faut at-

teindre 200 °C pour observer dans le magnésium pur la déformation hétérogène⁽⁵⁾. La courbe présente alors un crochet de traction très arrondi et comporte un stade unique. Dans la solution solide magnésium-indium, ce type de déformation peut être observé dans tout le domaine de température.

Au cours de la traction, cette zone s'étend latéralement à toute la longueur de l'échantillon à moins que d'autres défauts, sous joints, macles ou bandes de pliage ne bloquent sa propagation. On assiste alors parfois à la formation d'une seconde zone déformée : ceci provoque une irrégularité dans la courbe de traction. Le coefficient de durcissement augmente pendant une courte période puis reprend sa valeur initiale provoquant une sorte de marche sur la courbe de traction. Dans d'autres éprouvettes, le blocage de la zone de déformation entraîne le passage au stade II. Les pliages $[11\bar{2}0]$ sont d'autant plus serrés que l'angle entre l'axe de traction et le plan de base χ_0 est grand. Ce sont eux qui expliquent le coefficient de durcissement élevé des éprouvettes où χ_0 est grand. A proximité des joints de pliage à angle assez fort, on observe souvent des macles. Mais il est impossible de faire correspondre la présence d'un second stade avec l'apparition de macles, sous-joints ou bandes de pliage : dans des éprouvettes ne présentant pas de second stade, on observe en effet souvent des bandes de pliage.

3.3- La cission critique pour le glissement sur le plan de base.

3.3.1 - DEFINITION DE τ_0 .

Etant donné que certaines courbes présentent un crochet de traction et d'autres pas, nous avons choisi comme définition de τ_0 l'ordonnée à l'origine de la droite représentant le début du stade I. Les cissions dans le stade I varient comme τ_0 en fonc-

tion de la température et de la concentration. La valeur de τ_0 obtenue est de 20% supérieure à la contrainte à la fin du domaine élastique utilisée par SHEELY et NASH⁽¹⁾. Mais elle permet de comparer les cisssions pour le magnésium pur et pour l'alliage indépendamment de la présence d'un crochet de traction. De plus, τ_0 ainsi défini est aussi peu sensible que possible aux types de courbes, à la valeur du coefficient de durcissement et à l'orientation.

3.3.2 - INFLUENCE DE LA CONCENTRATION.

Les courbes donnant la cisssion critique en fonction de la concentration en indium ont pu être tracées à 298 K et à 77 K. Comme τ_0 n'est pas proportionnel à c , nous avons représenté τ_0 en fonction de $c^{2/3}$ et $c^{1/2}$ à 298 K (fig. 3.12) et à 77 K (fig. 3.13). A 298 K on constate que les valeurs les plus faibles donnent des points qui s'alignent mieux dans la représentation en $c^{2/3}$ que dans celle en $c^{1/2}$. La dispersion des résultats ne devient réellement importante que lorsque la concentration dépasse 3% at. De plus, l'extrapolation à τ_0 de la droite obtenue passe dans les deux cas en-dessous de la valeur de la cisssion critique pour le magnésium pur mais l'écart est beaucoup plus faible dans le cas de la courbe $\tau_0 = f(c^{2/3})$. Ces conclusions coïncident avec celles d'AKHTAR et TEGHTSONIAN⁽¹¹⁾ qui ont étudié la solution solide magnésium-indium entre 0 et 4% at. De plus, la pente de la droite $\tau_0 - \tau_0(\text{Mg})/c^{2/3} = \alpha = 1,30 \cdot 10^3 \text{ g/mm}^2$ qu'ils ont obtenue coïncide avec la nôtre à 4% près. Nos mesures montrent que ce résultat est valable aux plus fortes concentrations mais qu'un phénomène probablement lié à l'hétérogénéité de la déformation introduit une dispersion supplémentaire.

A 77 K, la cisssion critique est également proportionnelle à $c^{2/3}$ mais l'augmentation est plus rapide. τ_0 croît de 100 g/mm² à 600 g/mm² quand la concentration passe de 0 à 5,5 at. % alors qu'à la température ambiante la cisssion critique augmente de 55 à 270 g/mm² pour les mêmes concentrations.

3.3.3 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE.

La variation de la cission critique en fonction de la température est représentée à la fig. 3.14. Pour des concentrations en indium voisines de 5,5 at. %, τ_0 décroît lorsque la température croît entre 77 K et 300 K environ. Entre 300 K et 420 K l'influence de la température disparaît et la variation de τ_0 ne dépasse pas l'incertitude des mesures. La cission critique à la température ambiante donne bien la valeur de la "cission de plateau" correspondant à la déformation sans activation thermique. Au-dessus de 420 K, la cission critique recommence à décroître lorsque la température augmente, mais la déformation à chaud fera l'objet du prochain paragraphe.

L'étude de l'influence de la température pour un autre domaine de concentration voisin de 3,5 at. % montre que la température critique T_c pour laquelle l'activation thermique cesse ne varie pas avec la concentration. Ce point est bien confirmé par les courbes à 2 et 4% at. tracées par AKHTAR et TEGHTSOONIAN⁽¹¹⁾. A 0,5% at. et 1% at., la température critique T_c est moins facile à mesurer. τ_0 est proportionnelle à $c^{2/3}$ à 77 K et 298 K ; de plus, lorsque la concentration augmente, l'augmentation de la cission critique vers les basses températures est plus rapide. τ_0 suit donc une relation du type $\tau_0 = \tau_0(Mg) + \alpha(T) c^{2/3}$ où $\alpha(T)$ décroît lorsque T croît de 77 K à 298 K et reste ensuite constante. $\alpha(T)$ vaut alors 1,3kg/mm² à 298 K et 3,2 kg/mm² à 77 K.

3.3.4 - INFLUENCE DE LA VITESSE DE DEFORMATION.

On la mesure par la variation de la charge provoquée par une variation brutale de la vitesse de la traverse de la machine de traction d'un facteur 10 en général. A cette variation de charge correspond une variation de contrainte $\Delta\tau$.

A température donnée, $\Delta\tau$ augmente avec la concentration comme le montre la fig. 3.15. A la température ambiante proche de

T_c la variation de $\Delta\tau$ avec la concentration est beaucoup plus faible. De plus, les mesures sont délicates car le changement de contrainte $\Delta\tau$ ne se fait pas instantanément ; chaque remise en charge provoque une sorte de crochet de traction. Ces crochets ne se remarquent pas dans les essais d'éprouvettes de magnésium pur. La variation de $\Delta\tau$ avec la température pour une concentration donnée est représentée à la fig. 3.16: $\Delta\tau$ diminue lorsque la température augmente entre 160 K et 300 K. En prolongeant cette courbe, on obtient $\Delta\tau = 0$ pour une température de 340 K supérieure à T_c . Entre 77 K et 160 K, $\Delta\tau$ ne varie pratiquement pas.

3.3.5 - EVALUATION DE L'ENERGIE ET DU VOLUME D'ACTIVATION.

Un processus d'activation thermique peut expliquer une variation de τ_0 avec la température et la vitesse de déformation. Une barrière d'énergie de hauteur ΔG_0 s'oppose au mouvement des dislocations dans leur plan de glissement. L'énergie ΔG_0 est fournie en partie par le travail de la force appliquée déplaçant la dislocation, en partie par des fluctuations d'origine thermique. A 0 K seul le premier terme est présent et à T_c l'énergie thermique correspond à toute la barrière. La vitesse de traction imposée par la machine fixe le nombre de dislocations mobiles et leur vitesse. Elle fixe donc la fréquence de franchissement de la barrière ΔG_0 par les dislocations.

Moyennant certaines hypothèses, on peut calculer ΔG en fonction de paramètres tels que $\partial\tau/\partial T$ et $\partial\tau/\partial \dot{g}$ que l'on peut déduire, pour $g = 0$, de l'étude de τ_0 en fonction de T et de $\Delta\tau$ correspondant à une variation de vitesse $\Delta \dot{g}$. Par un raisonnement thermodynamique, SCHOECK⁽¹⁵⁾ a obtenu :

$$\Delta G = kT^2 \left(\frac{\partial \text{Log } \dot{g}/\dot{g}_0}{\partial \tau} \right)_T \cdot \frac{- \left(\frac{\partial \tau}{\partial T} \right)_{\dot{g}} + \frac{\tau}{\mu} \frac{d\mu}{dT}}{1 - \frac{T}{\mu} \frac{d\mu}{dT}}$$

$$\Delta G_0 = \Delta G(T_c)$$

μ étant le module de cisaillement du matériau : on prendra la constante élastique C_{44} dans le calcul.

Le travail de la force appliquée à la dislocation pendant le processus de franchissement est $\tau b x A$ où A a les dimensions d'une surface. On appelle bA volume d'activation et ce paramètre s'exprime également en fonction des quantités mesurables sous la forme :

$$v = kT \left(\frac{\partial \text{Log } \dot{g}/\dot{g}_0}{\partial \tau} \right)_T$$

Nous utiliserons $\Delta\tau$. Si $\dot{g}_1/\dot{g}_2 = 10$, nous inscrirons :

$$\left(\frac{\partial \text{Log } \dot{g}/\dot{g}_0}{\partial \tau} \right)_T = \left(\frac{\text{Log } 10}{\Delta\tau} \right)_T$$

Ceci suppose que $\dot{g}_0 = \text{cte}$ et que τ_0 varie comme $\tau(g)$ en fonction de $\dot{g}$: ceci est assez vrai dans le stade I. $\partial\tau/\partial T$ est estimé d'après la courbe $\tau_0(T)$. Pour la variation du module de cisaillement avec la température, nous avons utilisé la variation de C_{44} en fonction de la température dans le magnésium pur mesurée par SLUTSKY et GARLAND⁽¹⁵⁾.

Sans attacher trop d'importance aux détails expérimentaux en désaccord avec les conséquences du modèle, par exemple le fait que pour $T = T_c$ on ait $\Delta\tau \neq 0$, on peut donner un ordre de grandeur pour $\Delta G(T_c)$ et v . ΔG_0 vaut 0,55 eV pour le magnésium pur en accord avec l'évaluation de CONRAD et al.⁽¹⁶⁾ et 1,6 eV dans un alliage à 5,5 at. %. Le volume d'activation diminue de $4 \cdot 10^5 \text{ \AA}^3$ à $1,4 \cdot 10^5 \text{ \AA}^3$ lorsque l'on passe du magnésium pur à un alliage à 5,5 at. %.

3.4- L'effet PORTEVIN-LE CHATELIER au cours de la déformation à chaud.

3.4.1 - DESCRIPTION DU PHENOMENE.

A partir de 350 K environ, la courbe de traction à $2,8.10^{-5} \text{ s}^{-1}$ change d'allure. Après le domaine élastique, la contrainte oscille constamment entre un maximum et un minimum (fig. 3.17a). La valeur moyenne reste constante ou croît légèrement avec la déformation suivant la microstructure de l'éprouvette. La formation d'une ou de plusieurs zones déformées provoque, comme aux températures plus basses, des ondulations sur la courbe moyenne de traction. Ces oscillations durent jusqu'à la rupture de l'éprouvette.

L'amplitude de ces oscillations $\tau_M - \tau_m$ varie en fonction de la température (fig. 3.17). Elle croît, passe par un maximum puis décroît lorsque la température augmente. Pour $\dot{\epsilon} = 2,8.10^{-5}$, les oscillations disparaissent vers 550 K. La valeur maximale de $\tau_M - \tau_m$ augmente lorsque la concentration augmente.

Dans le domaine de température où la contrainte est instable, une augmentation de la vitesse de déformation ne modifie pas la cission moyenne mais change l'amplitude des oscillations. Nous verrons qu'elle l'augmente ou la diminue suivant les cas en étudiant au paragraphe suivant l'influence de la vitesse de déformation sur le domaine de température où l'effet Portevin-Le Chatelier se produit.

3.4.2 - DOMAINE DE TEMPERATURE POUR L'EFFET PORTEVIN-LE CHATELIER.

Un dispositif de la machine de traction permet de réduire la vitesse de traction. A $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ le domaine de température pour l'effet Portevin-Le Chatelier est très réduit ; vers 55°C la courbe de traction présente des irrégularités de type A suivant la distinction introduite par BRINDLEY et WORTHINGTON⁽¹⁷⁾. Si l'on chauffe de quelques degrés ces irrégularités disparaissent et la cisssion commence à décroître fortement avec la température. Aux vitesses de traction supérieures à $6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, les irrégularités de type A font place, en chauffant de quelques degrés, aux oscillations régulières de type B. Leur amplitude augmente d'abord avec T puis décroît. Nous appellerons T_i la température d'apparition des oscillations de type A très voisine de la température de passage du type A au type B et T_f la température de fin de plateau qui correspond à la fois à la fin des oscillations de type B et au début d'un domaine où τ décroît lorsque la température croît.

Pour étudier T_i et T_f en fonction de la vitesse de traction, on a déformé l'échantillon jusqu'à atteindre le stade I puis on a chauffé. A T_i les oscillations apparaissent ; à T_f les oscillations régulières disparaissent. Les valeurs de T_i et T_f sont reproductibles et ne changent que de 2 ou 3 degrés selon qu'on les mesure au cours d'une montée ou d'une descente de température. T_f devient cependant difficile à déterminer pour $\dot{g} > 6 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$.

La variation de T_i^{-1} en fonction du logarithme de la vitesse de traction est assez bien représentée par une droite dont la pente correspond bien à l'énergie d'activation pour la diffusion de l'indium dans le magnésium mesurée par LALL⁽¹⁸⁾ (fig. 3.18).

La variation de T_f en fonction du logarithme de la vitesse de traction est beaucoup plus rapide (fig. 3.19). Les points obtenus aux faibles vitesses de traction sont très peu

différents de T_1 pour les mêmes vitesses et ne peuvent se placer sur la même droite que ceux correspondant à $\dot{g}$ grand. Dans le domaine $T > T_f(\dot{g})$ le passage à la vitesse $\dot{g}_2$ tel que $T_f(\dot{g}_2) > T > T_f(\dot{g}_1)$ restitue à la fois la valeur de plateau de la contrainte moyenne et les oscillations de type B de la contrainte.

-oOo-

CHAPITRE 4

4.1 - Conditions d'observation des glissements prismatiques et pyramidaux.

4.1.1 - ORIENTATIONS DE L'AXE DE TRACTION NECESSAIRE A CES GLISSEMENTS.

Pour éviter le glissement sur le plan de base B (0001), il faut réduire au minimum la cission appliquée sur ce plan, donc les facteurs de Schmid associés aux glissements sur ce plan ; on obtient une cission nulle sur le plan de base si l'axe de traction ou de compression est soit parallèle à la direction [0001] soit dans le plan (0001). Dans le premier cas, seuls les six systèmes de glissement pyramidaux de seconde espèce sont sollicités et leurs facteurs de Schmid sont tous égaux à 0,446. Dans le second cas, les trois systèmes de glissement prismatiques $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$, les six systèmes de glissement pyramidaux de première espèce $\{10\bar{1}1\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ et les six systèmes de glissement pyramidaux de seconde espèce $\{11\bar{2}2\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$ sont activés (figures 4.1 et 4.2). On désigne par α l'angle entre l'axe de traction ou de compression et la direction du type $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ la plus proche. $30^\circ - \alpha$ est l'angle de cet axe avec la direction $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ la plus proche. L'activation de ces différents systèmes de glissement dépend de la valeur de α entre 0 et 30° .

La figure 4.3 représente les variations des facteurs de Schmid des trois systèmes de glissement prismatique $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ en fonction de l'angle α . Le facteur de Schmid du système P_1 le plus sollicité, soit $(01\bar{1}0) [2\bar{1}\bar{1}0]$ est égal à 0,5 pour $\alpha = 15^\circ$. Il décroît de part et d'autre pour atteindre la valeur 0,433 pour $\alpha = 0$ et $\alpha = 30^\circ$; pour ces orientations, un deuxième système de glissement prismatique respectivement $P_1 (1\bar{1}00) [11\bar{2}0]$ et $P_2 (10\bar{1}0) [\bar{1}2\bar{1}0]$ possède le même fac-

teur de Schmid : le glissement prismatique est double.

Sur la figure 4.4 sont représentés les facteurs de Schmid pour les systèmes de glissement pyramidaux de première espèce $\pi_1^1 \pi_2^1 \pi_3^1 \pi_4^1 \pi_5^1 \pi_6^1$. Deux systèmes symétriques par rapport au plan de base comme π_1^1 et π_4^1 ont mêmes facteurs de Schmid, quel que soit α . Ils varient comme ceux des glissements prismatiques de même direction de glissement mais sont un peu plus faibles.

La figure 4.5 présente les facteurs de Schmid pour les six systèmes de glissement pyramidaux de seconde espèce $\pi_1^2 \pi_2^2 \pi_3^2 \pi_4^2$. Ils sont égaux deux à deux pour deux systèmes symétriques par rapport au plan de base. Les valeurs maximales de 0,45 correspondent aux systèmes $\pi_1^2 (11\bar{2}2)[11\bar{2}3]$ et $\pi_4^2 (11\bar{2}2)[11\bar{2}\bar{3}]$ pour un axe de traction suivant la direction $[11\bar{2}0](\alpha = 30^\circ)$. Lorsque α diminue, le facteur de Schmid décroît jusqu'à la valeur de 0,31 pour $\alpha = 0$. Quatre systèmes de glissement pyramidaux de seconde espèce $\pi_1^2 \pi_2^2 \pi_3^2$ et π_4^2 sont alors également sollicités.

Sans préjuger des valeurs des cisssions critiques pour les glissements prismatiques et pyramidaux de seconde espèce, on note sur la figure 4.6 d'une part que le glissement prismatique se produira seul avec la probabilité la plus grande pour une direction de traction ou de compression placée suivant $[10\bar{1}0]$ et d'autre part que le glissement pyramidal de seconde espèce se produira seul ou accompagné d'un certain glissement prismatique avec la probabilité la plus grande pour une direction de traction ou de compression placée suivant $[11\bar{2}0]$. On a représenté sur la même figure le facteur de Schmid pour le glissement sur le plan de base et pour une direction de traction ou de compression inclinée d'un angle de 20 minutes d'arc sur le plan (0001) ; l'échelle des ordonnées pour la variation de ce facteur a été divisée par 100. Cette valeur correspond au rapport de la cisssion critique pour le glissement sur un plan prismatique ou pyramidal à la cisssion critique pour le glissement sur le plan de base dans le magnésium pur à basse température. Ce graphique montre qu'une incertitude de 20' sur l'orientation du cristal peut entraîner l'apparition du glissement sur

le plan de base. L'étude de la sous-structure de nos cristaux sur un diffractomètre de Lang nous a montré l'existence de sous-grains désorientés les uns par rapport aux autres d'une vingtaine de minutes : on peut donc prévoir qu'il apparaîtra toujours des lignes de glissement sur le plan de base dans une zone de l'éprouvette.

4.1.2 - LES LIGNES DE GLISSEMENT CORRESPONDANT AUX DIFFERENTS SYSTEMES.

Nous avons découpé les éprouvettes de façon que deux faces soient parallèles au plan de base et que les deux autres lui soient normales ; nous conviendrons d'appeler les premières "*faces*" et les secondes "*tranches*". La figure 4.5 montre l'orientation des traces des plans de glissement attendus des différents systèmes selon l'orientation de l'axe de traction ou de compression. Seule l'observation métallographique sur la face et la tranche permet de déterminer les systèmes de glissement actifs.

4.1.3 - LES OBSERVATIONS METALLOGRAPHIQUES DANS LES EPROUVETTES DE MAGNESIUM PUR.

4.1.3.1 - Eprouvettes déformées à 77 K.

Il est possible, à cette température, d'obtenir du glissement en dehors du plan de base dans toute la partie utile de l'éprouvette. Les observations varient en fonction de l'angle α comme le laisse prévoir l'étude du facteur de Schmid.

Pour $\alpha = 0$, l'axe de traction est dirigé suivant $[10\bar{1}0]$; quelques lignes de glissement prismatique sont visibles sur la face de l'éprouvette (photo n° 1) : elles correspondent aux deux plans $(01\bar{1}0)P_1$ et $(1\bar{1}00)P_2$. Ces lignes ne devraient pas être visibles sur la face (0001) car les directions de glissement $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ sont parallèles à cette surface et il n'y correspond donc pas de marches. L'observation au microscope à balayage confirme qu'il n'y a pas de marches épaisses. Le fait que ces traces des plans prismatiques sur les faces

soient visibles doit sans doute être attribué à la couche d'oxyde. A fort grossissement au microscope optique, ces lignes semblent être formées d'une succession de petites fissures ou de points d'attaque. D'autres traces T sans directions cristallographiques particulières, se remarquent (photo 1) : ce sont des fissures de la couche d'oxyde. Il y a, dans certaines éprouvettes, quelques macles dont la trace du plan de composition est perpendiculaire à l'axe de traction. Elles sont associées à une flexion de l'éprouvette autour d'un axe situé dans le plan de base.

Sur la tranche voisine d'un plan $(11\bar{2}0)$ les lignes de glissement prismatiques perpendiculaires à l'axe de l'éprouvette sont plus nombreuses (photo 2). Elles sont réparties de façon plus homogène que ne le montre l'observation de la face. Les traces perpendiculaires qui les coupent sont des lignes de glissement sur le plan de base.

Pour $\alpha = 15^\circ$ (photo 3-4), les observations sont assez semblables. Le système de glissement prismatique $(01\bar{1}0)$ domine sur la face de l'éprouvette ; on y observe également des lignes faisant 75° avec l'axe de traction (photo 5). Elles correspondent aux plans de glissement pyramidaux $\pi_1^2 (11\bar{2}2)$ ou $\pi_4^2 (11\bar{2}\bar{2})$; ce glissement n'a pas été détecté sur la tranche. La photographie n° 6 montre des lignes de glissement prismatique et des macles M sur la face de l'éprouvette. On constate, par la continuité des lignes de glissement, que les macles sont postérieures au glissement prismatique.

Pour $\alpha = 30^\circ$ la face de l'éprouvette présente des lignes très courtes, perpendiculaires à l'axe de traction : ce sont les traces des plans pyramidaux de seconde espèce $\pi_1^2 (11\bar{2}2)$ et $\pi_4^2 (11\bar{2}\bar{2})$; cette orientation favorise en effet le glissement pyramidal de seconde espèce (Cf. figure 4-6). Sur la tranche de l'éprouvette, les traces obliques de π_1^2 sont groupées par paquets, chaque paquet formant une marche irrégulière assez haute. Les deux systèmes pyramidaux sont présents mais, localement, l'un ou l'autre domine (photo 7).

En compression suivant la direction $[10\bar{1}0]$ on a obtenu, sur la face, des macles très fines, perpendiculaires à la direction de compression. Sur la tranche, on remarque des lignes de glissement prismatiques et des lignes de glissement sur le plan de base (photo 8).

En compression parallèlement à l'axe $[0001]$, on déclenche le glissement pyramidal de seconde espèce. Sur les 6 systèmes pouvant être excités, nous n'en avons repéré que deux.

4.1.3.2 - Eprouvettes déformées à 200 K.

Pour $\alpha = 0$, on ne remarque que quelques macles sur la face des éprouvettes. Quelques lignes parallèles aux plans prismatiques apparaissent cependant à proximité de la surface de rupture (photo 9). Sur la tranche, on constate que le glissement sur le plan de base domine. La photographie n° 10 montre une zone proche de la surface de rupture. De larges bandes A parallèles au plan $(10\bar{1}1)$ comme la surface de rupture y sont visibles. Les macles sont nombreuses dans les échantillons.

Pour $\alpha = 15^\circ$, les observations coïncident avec celles des éprouvettes précédentes, sur la face comme sur la tranche. Le glissement sur le plan de base domine ; il y a également des bandes $(10\bar{1}1)$ parallèles aux surfaces des fissures. A proximité d'une fissure, on remarque, sur la face, des lignes de glissement sur le plan prismatique P_1 (photo 11). Sur la tranche, on ne remarque, dans cette zone, que des lignes courbées et très obliques parmi les lignes de glissement sur le plan de base (photo 12).

Pour $\alpha = 30^\circ$, le glissement pyramidal de seconde espèce se déclenche : il est très difficile à détecter sur la face à cause de la finesse des lignes de glissement. Sur la tranche (photo 13), il se mêle au glissement sur le plan de base.

En compression parallèlement à l'axe $[0001]$, on déclenche le glissement pyramidal $\{11\bar{2}2\}$ (photo 14). Deux de ses systèmes ont été repérés sur les six possibles. Il y a également du glissement sur le plan de base dont les traces sont perpendiculaires à l'axe de compression.

4.1.3.3 - Eprouvettes déformées à la température ambiante.

Pour $\alpha = 0$ ou $\alpha = 15^\circ$, on ne repère sur la face que des macles et, à proximité de la surface de rupture, quelques lignes de glissement pyramidal de seconde espèce $(11\bar{2}2)[11\bar{2}3]$. L'observation de la tranche montre que c'est surtout le glissement sur le plan de base qui assure la déformation ; la présence du glissement pyramidal près de la surface de rupture est confirmée.

4.1.3.4 - Eprouvettes déformées à une température supérieure à la température ambiante.

A partir de 380 K, le glissement prismatique redevient un mode de déformation important du magnésium. Les lignes de glissement prismatiques visibles sur la face des éprouvettes sont de plus en plus nombreuses et leur répartition dans l'éprouvette plus homogène au fur et à mesure que la température augmente. A 400 K (photo 15) on n'en trouve que dans la zone de striction. A 500 K (photo 16) les lignes de glissement prismatique sont groupées par paquets. Sur la tranche, on constate que les lignes de glissement prismatiques sont très courtes. Elles se mêlent aux lignes de glissement sur le plan de base à 400 K et sont donc difficiles à mettre en évidence. A 500 K (photo 17), le glissement sur le plan de base étant moins actif, on peut mettre en évidence les lignes de glissement prismatiques au microscope optique.

4.1.4 - LES OBSERVATIONS METALLOGRAPHIQUES DANS LA SOLUTION SOLIDE MAGNESIUM-INDIUM.

4.1.4.1 - Eprouvettes déformées à 77 K.

Pour $\alpha = 0$ on observe, sur la face, des lignes de glissement prismatiques correspondant au plan $(01\bar{1}0)$ et souvent aussi $P_2(1\bar{1}00)$ (photos 18, 19, 20, 21). Lorsque la concentration en indium augmente de 0,5 à 4% at. ces lignes sont de moins en moins nombreuses et de plus en plus rectilignes et marquées. L'observation de ces lignes au microscope optique à fort grossissement ou au microscope électronique à balayage montre qu'elles sont constituées de points d'attaque et de petites fissures de la couche d'oxyde (photo 22). Sur la tranche d'une éprouvette à 0,5 % at. d'indium, les lignes de glissement prismatiques observées sont assez semblables à celles des éprouvettes de magnésium pur (photo 23). Lorsque la concentration en indium augmente, on remarque des lignes de glissement prismatiques plus épaisses et moins rectilignes (photo 24). Le microscope à balayage (photo 25) montre que ces lignes correspondent à des marches importantes sur la surface. A 2,5% at., les glissements en dehors du plan de base sont cantonnés à des bandes de déformation parallèles au plan $(10\bar{1}1)$ (photo 26). A 3% at., des lignes de glissement pyramidales de 2 espèces π_1^2 π_4^2 sont visibles en plus des lignes de glissement prismatiques et des lignes de glissement sur le plan de base (photo 27). Au microscope à balayage (voir photo 25), on constate que les lignes de glissement sur le plan de base correspondent à des marches peu épaisses, à l'exception de certains segments D qui rejoignent deux segments de lignes de glissement prismatiques. La photographie 24 montre de nombreux exemples de glissement dévié entre plan prismatique et plan de base ; ceci semble plus fréquent dans l'alliage que dans le magnésium pur. La densité de ligne de glissement sur le plan de base décroît lorsque la concentration en soluté augmente.

Pour $\alpha = 15^\circ$, les observations sur la face des éprouvettes sont assez semblables. La photographie n° 28 montre les lignes de glissement dues au plan prismatique $(01\bar{1}0)$ dans une éprouvette assez concentrée (4,7% at.) : elles sont très rectilignes et très marquées.

Il y a également des lignes de glissement pyramidal de seconde espèce π_1^2 incliné à 75° sur l'axe de traction et à 30° des lignes de glissement prismatique. Sur la tranche les lignes de glissement prismatique sont cantonnées à certaines régions de l'éprouvette. Elles sont raccordées par les lignes de glissement parallèles au plan de base B. Mais il y a également des traces parallèles au plan $(01\bar{1}1)$ (photo 29). Le cliché 29 au microscope électronique à balayage montre que ces segments se raccordent : le glissement dévié est possible puisque ces trois systèmes ont même direction de glissement $[2\bar{1}\bar{1}0]$. Les observations sur une éprouvette de forte concentration et de même orientation confirment la présence du glissement prismatique P_1 pyramidal π_1^2 et π_4^2 et de bande parallèle à $(10\bar{1}1)$ (photos 30, 31 et 32) avec davantage de pyramidal de seconde espèce.

Pour $\alpha = 30^\circ$, les glissements pyramidaux de seconde espèce π_1^2 et π_4^2 dominant comme dans le magnésium pur. Sur la face, les lignes de glissement sont courtes et rassemblées par paquets formant des vallées obliques par rapport à l'axe de traction (photos 33, 34 et 35). Sur la tranche, on retrouve les deux systèmes de glissement pyramidaux de seconde espèce π_1^2 et π_4^2 . La photographie 36 d'une éprouvette à 1,9 at. % montre un seul des deux systèmes : les zones où π_1^2 et π_4^2 dominant sont nettement distinctes. Aux plus fortes concentrations (photos 37-38), les zones de glissement π_1^2 et π_4^2 sont plus proches et les deux glissements s'interpénètrent presque. Les lignes de glissement sont réparties en paquets correspondant à des marches plus hautes. L'une de ces éprouvettes présente, sur la tranche, des lignes de glissement prismatique à proximité de la surface de rupture (photo 39). On remarque la faible densité des lignes de glissement sur le plan de base dans les zones où le glissement pyramidal de seconde espèce agit.

4.1.4.2 - Éprouvettes déformées à 200 K.

Pour α petit, les lignes de glissement parallèles à la trace des plans prismatiques commencent à être visibles sur la face des éprouvettes à partir de 0,5 at. % d'indium (photo 40). Il y a également beaucoup de macles. A 1,2% at., les observations sont

semblables : les lignes de glissement prismatiques sont visibles près des fissures et la rupture est fragile. A 2,9% at., où l'on peut atteindre des déformations importantes, les lignes de glissement prismatiques naissent de fissures de plus en plus nombreuses dans les éprouvettes (photo 41). Sur la tranche à 0,5% at. et 1,2% at. (photo 42), les lignes de glissement sur le plan de base dominant comme dans le magnésium pur. Il n'y a, en dehors du plan de base, que des traces ondulées entre des segments parallèles au plan de base. On peut vérifier au microscope électronique à balayage que ces traces constituent des marches importantes. A 2,9% at., les segments parallèles au plan de base et les traces en dehors du plan de base sont mieux résolus sur les micrographies (photo 43).

Pour $\alpha = 15^\circ$, les observations sont sensiblement les mêmes. Les photographies 44 et 45 montrent les lignes de glissement prismatiques et les fissures sur la face d'une éprouvette à 4% at. d'indium. La photographie 45 montre une fissure au microscope électronique à balayage. La micrographie 44 montre que le glissement prismatique s'est propagé assez loin des fissures dans cette éprouvette.

Pour $\alpha = 30^\circ$, une éprouvette à 1,9 at. % d'indium présente des traces de glissement pyramidal de seconde espèce (photo 47) visibles sur la face. Il y a également des lignes de glissement prismatiques à proximité des fissures (photo 48). Sur la tranche (photo 49), on peut constater que le glissement pyramidal de seconde espèce est réparti de façon homogène dans l'éprouvette et que les deux systèmes π_1^2 et π_4^2 sont excités. Les photographies 50, 51 et 52, au microscope électronique à balayage, montrent ces fissures relaxées par glissement pyramidal de seconde espèce. Au contraire, dans une éprouvette à 1,2% at., le glissement de seconde espèce n'a pas été détecté mais on a observé des fissures avec, à proximité, des lignes de glissement prismatiques. Pour cette orientation, les deux systèmes actifs sont $(01\bar{1}0)$ et $(10\bar{1}0)$ (photo 53). Sur la tranche (photo 54), on retrouve les petits segments parallèles au plan de base et plus ou moins perpendiculaires observés pour les orientations $\alpha = 0$ et $\alpha = 15^\circ$.

4.1.4.3 - Eprouvettes déformées à la température ambiante.

Pour α petit, nous n'avons observé du glissement prismatique que dans un échantillon à 4,2% atomique d'indium. Sur la face, les lignes peu nombreuses sont rectilignes (photo 55). Sur la tranche (photo 56), on remarque quelques lignes parallèles au plan de base et en dehors de cette direction des traces plus ou moins courbes sans direction cristallographique bien précise. Le cliché 57 au microscope électronique à balayage montre que des différences de niveau importantes correspondent à ces traces.

Pour $\alpha = 30^\circ$ le glissement pyramidal de seconde espèce a été déclenché dans une éprouvette à 0,5% at. d'indium. Mais les lignes de glissement y sont peu nombreuses. Dans une éprouvette plus concentrée à 1,9% at. d'indium, on observe sur la face des lignes de glissement parallèles à la trace des plans prismatiques (photo 58). Par contre, nous n'y avons pas détecté de lignes de glissement pyramidal de deuxième espèce ; l'observation de la tranche montre surtout des lignes sur le plan de base et des vallées obliques correspondant à de fortes différences de niveau (photo 59). Le microscope électronique à balayage révèle le glissement sur le plan de base mais pas l'autre système créant les marches obliques.

4.1.4.4 - Eprouvettes déformées à 400 K.

Pour $\alpha = 0$, on relève sur la face des éprouvettes des lignes de glissement prismatiques (photo 60). Elles sont moins rectilignes et plus courtes qu'à la température ambiante. Deux systèmes de glissement prismatiques sont excités. Ils ne se produisent pas dans toute l'éprouvette mais dans la zone où apparaîtra la striction et se produira la rupture. Les lignes de glissement sont plus nombreuses sur les bords de l'éprouvette qu'au centre. En dehors de la zone de striction, on ne remarque, sur la face, aucune ligne de glissement. L'observation métallographique de la tranche montre que le glissement sur le plan de base est actif dans la zone de striction à 400 K. Mais l'observation au microscope électronique à balayage

montre que les lignes de glissement sur le plan de base ne donnent pas de marches importantes et qu'il y a, au contraire, des marches de direction correspondant au plan prismatique ou légèrement obliques (photo 61, 62). Ces lignes ne sont visibles au microscope optique que dans les échantillons peu déformés.

4.1.4.5 - Eprouvettes déformées à 500 K.

Pour $\alpha = 0$, les observations sur la face d'une éprouvette à 0,5% at. d'indium coïncident avec les micrographies des éprouvettes de magnésium pur déformées à la même température. La seule différence est qu'il n'y a pas de striction et que les lignes de glissement sont donc mieux réparties dans toute l'éprouvette.

4.2 - Les courbes de traction.

Les observations métallographiques montrent que le glissement est rarement simple : le calcul qui permet de tenir compte de la rotation du réseau pour tracer la courbe de traction résolue, donnant la cisssion en fonction du glissement, n'est donc pas légitime. Nous avons préféré représenter la contrainte nominale multipliée par le facteur de Schmid $\tau = \frac{F}{S_0} \sin \chi_0 \cos \lambda_0$ en fonction de l'allongement relatif $\frac{l - l_0}{l_0}$ (F : force appliquée à l'éprouvette, S_0 l_0 χ_0 λ_0 : valeurs initiales de la section de la longueur de la partie utile, des angles entre l'axe de traction et respectivement le plan de glissement et la direction du glissement). Comme c'est généralement le domaine des faibles déformations qui est intéressant dans l'étude des glissements en dehors du plan de base, il n'y a pas d'influence de la rotation du réseau et les deux types de courbes coïncident.

4.2.1 - ESSAIS DE TRACTION A 77 K.

La figure 4.8 montre les courbes de traction à 77 K pour le magnésium pur. Après le domaine élastique, il y a une partie à pente faible. Dans quatre cas (éprouvettes n° 1, 7, 12, 16) nous avons observé soit une rupture (1, 7, 12), soit une chute brutale de la contrainte à la fin de ce domaine (16). Parmi les éprouvettes présentant ce type de courbes, certaines ont une orientation correspondant à $\alpha = 0$ d'autres à $\alpha = 15^\circ$. L'éprouvette 1 présentait des lignes de glissement pyramidal de seconde espèce en plus des lignes de glissement prismatique. La fin du domaine de glissement prismatique aisé, pour une déformation de 5% environ, est déterminée par la formation de zones de macles de plan de composition $\{10\bar{1}2\}$ perpendiculaire ou à 15° de l'axe de traction. A partir d'une certaine densité de macles dans une région, il y a naissance de fissure et rupture (éprouvettes 1, 7, 12) ou bien la rotation du réseau est telle que la déformation se poursuit par glissement sur le plan de base pour des contraintes très inférieures (éprouvette 16). Par contre, lorsque le maclage est évité, des déformations de 17% peuvent être atteintes en glissement prismatique avec des orientations telles que $\alpha = 0$ et $\alpha = 15^\circ$ avec présence ou non de glissement pyramidal de seconde espèce (éprouvettes 3 et 13).

L'éprouvette 1' orientée de sorte que $\alpha = 30^\circ$ a été déformée en double glissement pyramidal de seconde espèce (voir fig. 4.10). A la fin du domaine élastique, la pente de la courbe de traction diminue très progressivement jusqu'à la rupture pour une déformation de 24%. Une ductilité importante est donc observée malgré le glissement double : mais chacun des deux systèmes pyramidaux de seconde espèce se développe dans des zones différentes de l'éprouvette.

La figure 4.9 montre les courbes de traction en glissement prismatique des éprouvettes d'alliages pour des concentrations croissantes jusqu'à 4,7% at. d'indium. A 0,5 at. d'indium, on peut atteindre, par glissement prismatique, des déformations plastiques importantes dépassant 10% (éprouvettes 2' et 3'). Par rapport aux courbes de

traction du magnésium pur du second type (éprouvettes 3 et 13 de la figure 4.8), on constate que la pente, ou coefficient de durcissement $d\tau/de$ est plus faible; une ductilité comparable est atteinte. A la rupture, le nombre de macles observé est moins grand.

Pour les concentrations supérieures (éprouvettes 5, 7, 12, 19), la rupture survient plus rapidement. Ceci est lié à l'hétérogénéité de la déformation et à l'existence de bandes de déformation $\{10\bar{1}1\}$ (voir photos 26 et 32). Les éprouvettes n° 4 et 6 sont plus concentrées, leurs axes de traction sont assez éloignés de la direction $[10\bar{1}0]$ $\alpha = 16^\circ$. La courbe de traction est en trois parties : la partie rectiligne initiale fait place, vers 7kg/mm^2 , à une partie à pente. Dans l'éprouvette n° 4, un second changement de pente survient pour $10,2\text{ kg/mm}^2$. Il y a, dans ces éprouvettes, à la fois du glissement prismatique avec glissement dévié sur le plan de base et du glissement pyramidal de seconde espèce. Seul le second changement de pente de l'éprouvette n° 4 se produit pour une contrainte en accord avec les cisssions critiques pour le glissement prismatique. Le premier changement de pente correspond plutôt au glissement pyramidal de deuxième espèce.

La figure 4.10 représente les courbes de traction du magnésium pur et de l'alliage magnésium-indium en glissement prismatique double de seconde espèce. Toutes ces éprouvettes ont une orientation correspondant à α voisin de 30° . Le coefficient de durcissement est assez fort dans le magnésium pur comme dans l'alliage. Lorsque la concentration augmente les allongements à la rupture diminuent : ceci est sans doute dû au fait que l'interpénétration des deux systèmes de glissement pyramidaux de seconde espèce augmente. En comparant les micrographies (7, 33, 34, 35), on constate que les glissements $(11\bar{2}2)$ et $(11\bar{2}\bar{2})$ se développent dans des régions distinctes entre 0 et 2 at. % mais risquent de se bloquer l'un l'autre à 4 at. % d'indium.

4.2.2 - ESSAIS A 200 K.

La figure 4.11 représente les courbes de traction du magnésium pur à 200 K pour des orientations correspondant à $\alpha = 0$ et $\alpha = 15^\circ$. Pour $\alpha = 0$, la rupture survient sans domaine plastique (éprouvette 11). Les éprouvettes 6 et 12 ont donné des courbes à pente moins forte, sans doute à cause d'une part plus grande de déformation par glissement sur le plan de base. La contrainte supportée par ces éprouvettes ne dépasse pas 7 kg/mm^2 . Pour $\alpha = 15^\circ$, l'éprouvette n° 5 a donné une courbe présentant un petit domaine plastique avant l'ouverture d'une fissure. Pour cette fissuration, une contrainte de $8,8 \text{ kg/mm}^2$ a été nécessaire. Aux alentours de cette fissure, le glissement prismatique a opéré (voir photos 11 et 12). Les éprouvettes 5 et 11 présentent toutes deux du glissement sur le plan de base visible sur la tranche des éprouvettes, des lignes de glissement en dehors du plan de base près de la surface de rupture et des macles de plan de composition $\{10\bar{1}2\}$. La seule différence est dans la répartition et l'orientation de ces dernières. Dans l'éprouvette n° 11, on trouve une zone avec une forte densité de macles parallèles de plan de composition $(10\bar{1}2)$ perpendiculaire à l'axe de traction. Dans l'éprouvette n° 5, les macles sont également réparties entre les trois orientations de plan de composition $\{10\bar{1}2\}$.

Dans l'alliage magnésium-indium à 0,5% at. d'indium, la courbe de traction est semblable à celle du magnésium pur (éprouvette n° 3, figure 4.12) de même orientation $\alpha = 0$. Cependant, il y a des fissures non propagées en-dehors de la fissure de rupture (photo 48). Des lignes de glissement prismatiques indiquent que la contrainte en tête de fissure s'est relaxée. Pour cette même orientation, lorsque la concentration augmente, la limite élastique croît (éprouvettes 2, 6, 22). Dans les deux derniers cas, un petit domaine plastique se distingue plus nettement du domaine élastique. L'éprouvette n° 2 dont l'axe de traction est assez éloigné de la direction $[10\bar{1}0]$ ($\alpha = 12^\circ$) contient beaucoup de fissures relaxées et les lignes de glissement prismatique y sont nombreuses.

Pour α voisin de 30° , les courbes de traction sont représentées à la figure 4.13. Les courbes obtenues pour le magnésium pur et un alliage à 0,5% at. d'indium sont identiques. Une éprouvette à 1,9% atomique donne une courbe assez semblable (éprouvette 23), les contraintes pour une déformation donnée sont un peu plus fortes à faible déformation. Le coefficient de durcissement est ensuite légèrement plus faible que dans le magnésium pur. L'allongement à la rupture obtenu est de 5%. La déformation est assurée dans cette éprouvette par le glissement pyramidal de seconde espèce mais il y a également des fissures relaxées par glissement prismatique. Ces fissures ne sont pas rectilignes mais leurs extrémités apparaissent parallèles à la direction $[10\bar{1}0]$. D'autres parties plus centrales des fissures sont perpendiculaires à l'axe de traction, donc parallèles à une direction $[11\bar{2}0]$ (voir Photo 51-52). La propagation est ralentie par rapport au cas $\alpha = 0$ car la fissure a tendance à se propager dans une direction non perpendiculaire à l'axe de traction et un allongement à la rupture plus grand est obtenu.

4.2.3 - ESSAIS A LA TEMPERATURE AMBIANTE.

Le magnésium pur pour $\alpha = 0$ et $\alpha = 15^\circ$ donne des courbes de traction à domaine plastique très réduit (Fig. 4.14). Il faut signaler que de nombreuses éprouvettes insuffisamment bien orientées ou à fortes sous-structures ont donné une courbe de traction en glissement sur le plan de base : les cisssions sur les plans prismatiques ne dépassent pas $4,5 \text{ kg/mm}^2$. Dans ce cas, la pente des courbes est faible ; des allongements assez grands peuvent être obtenus avec ces contraintes faibles. Les deux courbes représentées présentent une limite élastique assez nette et supérieure à 5 kg/mm^2 . Pourtant le glissement sur le plan de base n'est pas supprimé : il contribue, avec le maclage, à la déformation, mais il est trop proche de l'axe de traction pour donner des allongements importants. Les autres glissements apparaissent seulement dans la zone de rupture ou à proximité des macles.

Pour $\alpha = 0$, les éprouvettes d'alliages MgIn présentent un domaine plastique plus long, atteignant des déformations de 3 ou 4%. Après une limite élastique nette, la pente de la courbe reste assez faible jusqu'à la rupture (éprouvettes 1-18). Le maclage est moins important que dans le magnésium, surtout aux fortes concentrations (éprouvette n° 1).

Pour $\alpha = 30^\circ$, le glissement pyramidal peut agir (éprouvette 1'). Il donne lieu à des lignes de glissement très fines et très courtes, surtout quand le glissement sur le plan de base ou le glissement prismatique interviennent aussi. C'est le cas de l'éprouvette 24 contenant 1,9 atomes pour cent d'indium. Un allongement à la rupture de 12% a été obtenu ; seuls le glissement prismatique et le glissement sur le plan de base ont été clairement identifiés (photo 58). L'orientation des macles non perpendiculaires à l'axe de traction et peut-être la présence de glissement pyramidal de 2^{ème} espèce se conjuguent pour retarder la rupture, comme à 200 K.

4.2.4 - ESSAIS A 400 K.

Pour $\alpha = 0$ les courbes de traction du magnésium pur et de l'alliage sont semblables. Après le domaine élastique, la contrainte atteint lentement un maximum puis commence à décroître (fig. 4.15). La contrainte diminue ensuite jusqu'à la rupture. Les deux systèmes de glissement prismatique se produisent en effet dans une zone de striction.

4.2.5 - ESSAIS A 500 K.

Dans le magnésium pur (éprouvette 18), la courbe de traction a même allure que celle que l'on obtient à 400 K. Le glissement à la rupture est cependant plus grand et les contraintes, pour une déformation donnée, plus faibles. Dans un alliage à 0,5% atomique, on n'observe pas de diminution de la contrainte car il n'y a pas de striction.

4.3 - Les cisssions critiques pour les glissements en dehors du plan de base.

Toutes les cisssions critiques ont été mesurées en cherchant la cisssion correspondant à un écart de 0,2% en allongement par rapport à la droite de même pente que la partie rectiligne initiale de la courbe de traction ou de compression (voir fig. 4.8). Dans quelques cas où la rupture est survenue avant ce point, nous avons pris la contrainte à la rupture pour calculer les cisssions critiques.

Les glissements en dehors du plan de base sont rarement observés de manière simple. Il y a donc des cisssions critiques très difficiles à mesurer quand la valeur de τ_c mesurée peut correspondre à plusieurs modes de déformation ou quand la limite élastique observée sur la courbe correspond aux glissements dans une zone de concentrations de contraintes, par exemple en tête de macles ou de fissures.

4.3.1 - GLISSEMENT PRISMATIQUE.

4.3.1.1 - Cisssion critique à 77 K.

La figure 4.16 représente la cisssion critique à 77 K pour le glissement prismatique en fonction de la concentration en indium. Dans le magnésium pur, les valeurs trouvées en traction sont comprises entre 10,4 et 12,2 kg/mm² en accord avec les mesures de STOHR et al.⁽⁷⁾. En compression, nous avons mesuré un écart à la loi linéaire de 0,2% pour une cisssion de 12 kg/mm². Il y a encore accord avec les mesures de STOHR et al.

La dispersion des résultats en traction doit être attribuée à l'activité plus ou moins grande du glissement sur le plan de base. Une cisssion critique de 9,7 kg/mm² a été mesurée dans une éprouvette qui ne contenait que quelques lignes de glissement prismatiques et a été rejetée. La valeur de 12,2 kg/mm² correspond à la présence du

glissement pyramidal de seconde espèce avec une densité de lignes comparable au glissement prismatique.

L'influence de la concentration sur la cission critique est faible, comme le montre la figure 4.16. Elle ne dépasse pas la dispersion des résultats pour une concentration donnée entre 0 et 3% at. d'indium. A 4,7% at., la courbe de traction était plus compliquée (éprouvette 4), mais le deuxième changement de pente correspond à une cission critique en accord avec les résultats obtenus entre 0 et 3% at.

4.3.1.2 - Cission critique à 200 K.

La figure 4.17 représente la cission critique pour le glissement prismatique à 200 K. La concentration en indium est à nouveau sans influence sur la cission critique entre 0 et 4% at. Il faut cependant préciser que la mesure des cissions critiques à cette température est peu sûre. Le glissement prismatique n'est pas le mode de déformation principal observé dans le magnésium pur. Dans les alliages, il y a ouverture de fissures et relaxation par le glissement prismatique. Les valeurs des cissions mesurées approchent donc probablement par valeurs inférieures les cissions critiques pour le glissement prismatique lorsque les lignes ne sont pas cantonnées au voisinage immédiat des fissures. C'est pourquoi on observe des lignes de glissement prismatiques dans des éprouvettes ayant supporté des cissions sur le plan (0110) comprise entre 7 et 9 kg/mm².

4.3.1.3 - Cission critique à la température ambiante.

La figure 4.18 représente les cissions critiques à la température ambiante. Les résultats à fortes concentrations sont également représentées, bien qu'ils aient été obtenus avec une vitesse de traction dix fois plus forte (BACH⁽¹⁸⁾). Entre 4 et 8% at., la concentration en indium est sans effet sur la cission critique. Entre le magnésium pur et un alliage à 4% at., il semble que la cission critique croisse légèrement avec la concentration en indium. Cependant les observations métallographiques montrent que le glissement prismatique

en traction à la température ambiante n'est clairement identifié qu'à partir de 4 atomes pour cent d'indium. D'autre part, les expériences de compression de STOHR et al. ont fait apparaître le glissement prismatique dans le magnésium pur pour une cisssion de $6,5 \text{ kg/mm}^2$ à la température ambiante. Les valeurs mesurées dans les éprouvettes à faible concentration approchent sans doute par valeurs inférieures la cisssion critique pour le glissement prismatique.

Dans ce cas, la concentration est également sans effet sur la cisssion critique pour le glissement prismatique à la température ambiante.

4.3.1.4 - Cisssion critique à 400 K et 500 K.

A 400 K, la cisssion critique est plus faible qu'à la température ambiante. Elle ne dépend pas non plus de la concentration en indium (fig. 4.19).

A 500 K, au contraire, la cisssion critique très faible pour le magnésium pur croît avec la concentration en indium de 495 g/mm^2 à 800 g/mm^2 pour 0,7% at.

4.3.1.5 - Influence de la température sur la cisssion critique pour le glissement prismatique.

Entre 0 et 4% at., l'influence de la température sur la cisssion critique pour le glissement prismatique est la même dans l'alliage MgIn et dans le magnésium pur (fig. 4.20). Entre 77 K et 400 K, la cisssion critique décroît de 12 kg/mm^2 à $2,5 \text{ kg/mm}^2$ lorsque la température augmente. Au-dessus de 400 K, la cisssion critique décroît encore pour atteindre 500 g/mm^2 à 500 K, mais plus lentement. Cette limite vers les hautes températures augmente avec la concentration.

4.3.1.6 - Influence de la vitesse de traction sur la cission critique.

Quelques sauts de vitesse ont été effectués sur certaines éprouvettes. Une augmentation de la vitesse de traction ne provoque pas d'augmentation sensible de la contrainte à 77 K, ni dans le magnésium pur, ni dans l'alliage. A la température ambiante, une petite augmentation apparaît. Aux températures supérieures, le saut de contrainte obtenu constitue une part de plus en plus importante de la contrainte pour une déformation donnée. Dans le magnésium pur à 460 K, le passage de la vitesse de traction de $4 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ à $4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ provoque une augmentation de la contrainte égale à 460 g/mm^2 .

4.3.2 - GLISSEMENT PYRAMIDAL DE SECONDE ESPECE $\alpha = 30^\circ$.

4.3.2.1 - Cission critique à 77 K.

Dans le magnésium pur à 77 K, la cission critique vaut $11,7 \text{ kg/mm}^2$ pour le glissement pyramidal de seconde espèce. Ce résultat est en accord avec ceux de STOHR et al.⁽⁷⁾. Il a également été confirmé par des expériences de compression parallèlement à l'axe [0001] où un écart de 0,2% à la loi linéaire initiale correspond à des cissions sur les plans pyramidaux de 12 et $12,3 \text{ kg/mm}^2$. Les valeurs obtenues pour la cission critique sont représentées à la figure 4.21 lorsque la concentration en indium augmente. Il n'est pas possible de préciser la forme de la courbe, l'addition d'indium semble provoquer un léger adoucissement : les cissions critiques mesurées sont égales à 8 kg/mm^2 pour 1,9 at. % et $10,5 \text{ kg/mm}^2$ pour 4,7 at. %. La forme de la courbe de traction avec un fort coefficient de durcissement rend cependant difficile la mesure de la cission critique. Signalons que les essais de compression parallèlement à l'axe $\vec{c}$ dans des échantillons d'alliages n'ont fait apparaître que du maclage pour des contraintes faibles.

4.3.2.2 - Cissions critiques à 200 K.

A 200 K, les mesures de la cission critique pour le glissement pyramidal de seconde espèce sont très délicates : les expériences de compression de monocristaux de magnésium pur de STOHR et al. (7) ont montré que la limite élastique faible $3,7 \text{ kg/mm}^2$ correspond à une déformation plastique de 10^{-4} . Pour une déformation plastique de $2 \cdot 10^{-3}$, la contrainte atteinte est déjà de 7 kg/mm^2 . Nous avons également effectué des essais de compression de monocristaux de magnésium pur. Sans dispositif d'extensométrie particulier, on ne peut mesurer précisément la cission critique à 200 K, contrairement aux essais à 77 K. Une éprouvette comprimée jusqu'à $6,3 \text{ kg/mm}^2$ contenait des lignes de glissement pyramidal tandis qu'une éprouvette comprimée jusqu'à $3,8 \text{ kg/mm}^2$ n'en contenait pas : ceci fixe les bornes de la cission critique. En traction, la limite élastique macroscopique se situe vers $4,5 \text{ kg/mm}^2$ pour 0,2% de déformation dans le magnésium pur. A 0,5% at. d'indium, la même déformation plastique est atteinte pour 4 kg/mm^2 environ. A 1,9% at., la limite élastique macroscopique est plus forte : on mesure $6,8 \text{ kg/mm}^2$. Mais l'éprouvette contient également des fissures relaxées par glissement prismatique et il est difficile d'affirmer que le durcissement est dû au glissement pyramidal de seconde espèce.

4.3.2.3 - Cission critique à 300 K.

A la température ambiante une éprouvette à 0,5% at. d'indium ayant une cission critique de $3,5 \text{ kg/mm}^2$ présentait des traces de glissement pyramidal de seconde espèce. Cette contrainte ne diffère pas des cissions atteintes au cours d'essais de traction de monocristaux de magnésium pur présentant des traces de glissement pyramidal de seconde espèce près de la surface de rupture. Ces cissions s'échelonnent de $3,4$ à $4,1 \text{ kg/mm}^2$. Pour une concentration plus forte de 1,9 at., malgré une orientation favorable $\alpha = 30^\circ$, nous n'avons pu mettre en évidence le glissement pyramidal de seconde espèce. Cependant la valeur de la cission critique (4 kg/mm^2) et la forme de la courbe (n° 24, fig. 4.14) s'expliquent mal si le glissement prismatique visible dans l'éprouvette est le seul actif.

Les essais de compression parallèlement à l'axe [0001] n'ont pu faire apparaître le glissement pyramidal de seconde espèce. Dans le magnésium pur, la déformation se fait par glissement sur le plan de base et dans l'alliage le maclage intervient pour des contraintes très faibles.

-oOo-

CHAPITRE 5

5.1- La cission critique pour le glissement sur le plan de base.

Depuis les articles de MOTT et NABARRO^(19,20), de nombreuses théories ont essayé de rendre compte du durcissement des solutions solides. Les approximations utilisées dans chacune de ces théories ne sont pas toujours très claires et la comparaison avec les résultats expérimentaux n'est pas faite dans de bonnes conditions par rapport aux approximations introduites. En particulier, il est souvent difficile de savoir si telle théorie s'applique mieux au durcissement de solutions solides à 0 K ou à des températures supérieures à la température critique T_c où la cission critique prend une valeur τ_{op} dite "contrainte de plateau" indépendante de la température.

Dans un premier temps, nous discuterons la variation de la cission critique en fonction de la concentration à une température donnée ; nous nous appuierons essentiellement sur deux articles récents de R. LABUSCH⁽²¹⁾ et F.R.N. NABARRO⁽²²⁾ qui ont mis en lumière les bases des théories antérieures.

Le problème de l'influence de la température fera l'objet d'un second paragraphe.

5.1.1 - CISSION CRITIQUE EN FONCTION DE LA CONCENTRATION.

5.1.1.1 - Influence de la tension de ligne.

Le problème est un cas particulier de durcissement dû à une répartition statistique d'obstacles. Les obstacles sont ici les atomes de solutés ; ils exercent une force sur un segment

de dislocation de longueur unité $f_0 \phi(x-x_v, y-y_v)$; ϕ est une fonction sans dimension des positions relatives du segment de dislocation (x,y) et de l'atome soluté (x_v, y_v) . ϕ prend la valeur 1 à une distance b_0 de la dislocation. La ligne de dislocation a tendance à prendre une position d'énergie minimale par rapport à l'obstacle. Mais elle a une énergie par unité de longueur ou tension de ligne t qui empêche le mouvement indépendant des segments qui la composent. La position d'équilibre de la dislocation au repos, ou le travail nécessaire à son mouvement en régime permanent parmi les obstacles, est fixé par ces deux effets : $\frac{f_0}{2t}$ est un bon paramètre pour mesurer l'intensité de la force d'interaction.

Si $f_0/2t > 1$, les obstacles sont solides et la dislocation se courbe fortement entre les obstacles. Si $f_0/2t < 1$, la dislocation est assez rigide ; on peut calculer l'angle θ_c dont la dislocation peut se courber entre deux obstacles exerçant une force f_0 . $\sin \frac{\theta_c}{2} = \frac{f_0}{2t} \approx \frac{f_0}{2\mu b^2}$. Si l'angle θ (fig. 5.1) dépasse cette valeur critique, il y a désancrage.

L'autre paramètre important est la concentration des obstacles c par unité de surface du plan de glissement ; elle est liée aux concentrations atomiques et volumiques par

$$c = c_{at} \frac{d}{v_a} \approx \frac{c_{at}}{b^2} = c_v \times d$$

où d est la distance entre plans de glissement voisins et v_a le volume atomique.

La distance moyenne L entre obstacles le long de la ligne de dislocation est liée à c , mais les théories diffèrent sur la façon de calculer L . Celles qui découlent du calcul de MOTT⁽²⁰⁾ fournissent L_M en fonction de l'énergie de liaison E_i dislocation soluté, de la tension de ligne et de la concentration. Les théories qui dérivent du calcul de Friedel donnent une distance L_F fonction décroissante de la contrainte appliquée τ . Examinons ces deux calculs.

5.1.1.2 - Le calcul de MOTT⁽²⁰⁾.

Ce calcul suppose que les obstacles attirent la dislocation. On évalue la variation d'énergie entre une dislocation rectiligne passant par des obstacles à la distance $2y$ (fig. 5.2) et une dislocation en ligne brisée allant passer par un atome à la distance x de la configuration précédente. Cette différence d'énergie se compose de deux termes. Le premier est dû à la variation de longueur de la ligne ; il vaut $\frac{2t}{2y} [(x^2+y^2)^{1/2} - y]$ en le ramenant à l'unité de longueur. Le deuxième terme est l'énergie gagnée parce que la ligne passe à proximité de l'obstacle c ; il vaut $-\frac{E_i}{2y}$ par unité de longueur.

Si c est la concentration des obstacles par unité de surface du plan de glissement, y et x ne sont pas indépendants. Pour x fixé, le nombre d'obstacles touchés par unité de longueur est $\frac{1}{cx}$. D'où $y = \frac{1}{cx}$.

Il reste à maximiser le gain d'énergie $\frac{2t}{2y} [(x^2+y^2)^{1/2} - y] - \frac{E_i}{2y}$. En posant $\frac{x}{y} \ll 1$, la solution est $x_M = \left(\frac{4E_i}{tc}\right)^{1/3}$ et $y = L_M = \left(\frac{t}{4c^2E_i}\right)^{1/3}$. Sans approximation, on obtient pour L_M une équation du troisième degré qui a toujours une racine convenable. Rappelons que ce calcul ne vaut que dans le cas où l'atome soluté attire la dislocation.

5.1.1.3 - Le calcul de Friedel.

A l'origine, ce calcul s'applique au cas des obstacles sans action à longue distance⁽²³⁾ ou non attractifs⁽²⁴⁾. A vitesse de traction constante, la contrainte est telle que chaque segment de longueur L_F entre deux obstacles A et B se courbe assez pour atteindre un nouvel obstacle C et un seul (fig. 5.3). Si la flèche de l'arc est h , cette condition se traduit par $L_F \times h = \frac{1}{c}$.

h est une fonction de la cisssion appliquée τ car le rayon de courbure de l'arc R dépend de τ : $R = \frac{t}{b\tau}$.

Géométriquement $2Rh = \frac{2th}{b\tau} = L_F^2$. On en déduit :

$$L_F(\tau) = \left(\frac{2t}{\tau bc}\right)^{1/3} \quad (1)$$

Lorsque τ croît, L_F décroît et τ atteint la valeur critique τ_F permettant le désancrage au point A ou B ; soit $\tau = \frac{2t}{L_F} \sin \frac{\theta}{2}$ et $\tau_F = \frac{2t}{L_F} \sin \frac{\theta_c}{2} = \frac{f_0}{bL_F}$ (2) compte-tenu de la condition de désancrage :

$$\sin \frac{\theta_c}{2} = \frac{f_0}{2t}$$

En résolvant le système d'équation (1) (2) on obtient :

$$L_F(\tau_F) = \left(\frac{2t}{f_0 c}\right)^{1/2}$$

$$\tau_F = \left(\frac{f_0^3 c}{2t b^2}\right)^{1/2}$$

De nombreux auteurs ont utilisé ce calcul ou un calcul analogue au cas d'obstacles faiblement attractifs. En particulier FLEISCHER et HIBBARD⁽²⁵⁾ trouvent pour le durcissement de solution solide une expression voisine de τ_F . Ils définissent un angle θ_{FH} tel qu'un segment de dislocation de longueur L rencontre un obstacle, et un seul, en pivotant de l'angle θ_{FH} (fig. 5.4). L'aire balayée est $L^2 \frac{\theta_{FH}}{2}$. La condition s'écrit :

$$L^2 \frac{\theta_{FH}}{2} = \frac{1}{c} \approx \frac{b^2}{c_{at}}$$

La contrainte permettant de déplacer un segment de longueur L contre l'obstacle exerçant la force f_0 est :

$$\tau = \frac{f_0}{bL} = \frac{f_0}{b} \sqrt{\frac{\theta_{FH} c}{2}}$$

Les auteurs montrent ensuite que θ_{FH} est de l'ordre de $\frac{3f_0}{t}$ et trouvent τ proportionnel à $f_0^{3/2} c^{1/2}$. Plus simplement en écrivant que θ_{FH} est tel que le franchissement de l'obstacle C provoque le décrochement en A, on pose $\theta_{FH} = \frac{\theta_c}{2}$ tel que $\sin \frac{\theta_c}{2} = \frac{f_0}{2t}$. On

retrouve l'expression de τ_F de Friedel $\tau_F = \frac{f_0^{3/2} c^{1/2}}{b^2 t^{1/2}}$ si θ_c est petit.

5.1.1.4 - Comparaison de calculs de MOTT et de FRIEDEL.

Le premier calcul fournit une distance L entre obstacles attractifs le long de la ligne de dislocation en l'absence de contrainte appliquée. Le second fournit la distance L en fonction de la contrainte appliquée et donne l'expression de la distance L lorsque la contrainte a une valeur critique. NABARRO compare ces deux expressions de L et pose que c'est la plus petite des deux qui gouverne la contrainte critique. Dans le cas des obstacles attractifs, on aboutit à une contradiction. Les expressions mathématiques font que $L_M \ll L_F$ dans le cas d'interaction f_0 faible alors que le calcul de FLEISCHER a été justement conçu pour le cas d'une attraction faible. Il y a deux raisons à cela : l'expression de $L(\tau)$ dans le cas d'obstacles attractifs doit reconner L_M pour $\tau \rightarrow 0$. D'autre part le paramètre qui fait passer de l'une à l'autre expression n'est pas f_0 mais le rayon de capture du soluté δ qui est une fonction croissante de E_i , donc de $f_0 \propto b$.

Reprenons les raisonnements précédents avec δ comme paramètre. δ est telle que tout obstacle situé dans la bande de largeur 2δ autour de la dislocation interagisse avec elle selon la force f_0 en mettant en jeu l'énergie E_i .

Pour $\tau = 0$, $L_M = \frac{1}{2\delta c}$ si c est la concentration d'obstacle par unité de surface du plan de glissement.

Pour $\tau \neq 0$, la contrainte appliquée provoque une courbure des dislocations $h(\tau)$. Ceci provoque de nouvelles interactions et on peut écrire approximativement $L_F(\tau) = \frac{1}{[2\delta + h(\tau)]c}$.

Géométriquement, $h(\tau) 2R = \frac{2}{L_F}$ où R est le rayon de courbure de la ligne. La tension de ligne intervient car :

$$\frac{1}{R} = \frac{\tau b}{t}$$

d'où :

$$h(\tau) = \frac{L_F^2 \tau b}{2t}$$

$$L_F(\tau) = \frac{1}{\tau b \frac{L_F^2}{(2\delta + \frac{\tau b}{2t})c}}$$

L_F est la solution unique de l'équation :

$$\frac{\tau b c}{2t} L_F^3 + 2\delta c L_F - 1 = 0$$

Si τ prend la valeur critique $f_0/b L_F$, la substitution abaisse le degré de l'équation ci-dessus et on peut calculer explicitement

$$L_F(\tau_F) = \frac{1}{c\delta} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{f_0}{2t c \delta^2}}} = \frac{2L_M}{1 + \sqrt{1 + \frac{f_0}{2t c \delta^2}}}$$

Si $\delta \rightarrow \infty$, $L_F(\tau_F)$ est un infiniment petit équivalent à L_M . Si $\delta \rightarrow 0$, $L_F(\tau_F)$ ne dépend plus de δ et vaut $\sqrt{2t/f_0 c}$ qui est l'expression calculée par FRIEDEL ou FLEISCHER^(23,25).

Le cas $\delta \rightarrow 0$ est celui d'un obstacle ponctuel. Dans ce cas le résultat de Friedel est donc valable. Ceci est confirmé par les travaux de simulation de FOREMAN et MAKIN⁽²⁶⁾ : ils ont étudié le déplacement d'une dislocation dans un ensemble d'obstacles ponctuels répartis au hasard. La force d'interaction est mesurée par θ_c variant de 0 à π . Pour $\theta_c = \pi$, l'obstacle est très solide et ne peut être franchi que par le mécanisme d'Orowan. Pour $\theta_c = 0$, il est très faible. Si θ_c est fixé, il apparaît très nettement une contrainte critique pour laquelle la distance de pénétration de la dislocation dans le réseau augmente brusquement. Cette contrainte est proportionnelle à $c^{1/2}$ si c est la densité superficielle d'obstacles. Lorsque θ_c varie, la contrainte critique suit bien l'expression de Friedel lorsque θ_c est petit et s'en écarte pour les valeurs de θ_c voisines de π .

Relions maintenant δ à la valeur x_M obtenue par le calcul de Mott à $\tau = 0$. Posons $2\delta = x_M$ en supposant que la dislocation arquée par la contrainte appliquée a même rayon de capture que la dislocation au repos :

$$\delta = \left(\frac{E_i}{2tc} \right)^{1/3}$$

$$L_F(\tau_F) = \frac{(2t)^{1/3}}{c^{2/3} E_i^{1/3}} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{f_o}{(4t)^{1/3} c^{1/3} E_i^{2/3}}}}$$

Mais f_o et E_i ne sont pas indépendants : si la force d'interaction varie en $1/r^2$ ou $1/r^3$ le rapport E_i/f_o est de l'ordre de b_o ou $b_o/2$ si b_o est le rayon de coupure introduit dans les calculs élastiques d'interaction avec b_o compris entre b et $2b$. Nous prendrons $E_i/f_o = \alpha_o b$ avec $\alpha_o = 1/2$.

$$L_F(\tau_F) = \frac{(2t)^{1/3}}{c^{2/3} f_o^{1/3} b^{1/3} \alpha_o^{1/3}} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + (f_o/4tc\alpha_o b^2)^{1/3}}}$$

$$\tau_F = \frac{f_o^{4/3} c^{2/3} \alpha_o^{1/3}}{(2t)^{1/3} b^{2/3}} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{f_o}{4tc\alpha_o b^2} \right)^{1/3}} \right]$$

$$\text{I} \quad \tau_F \approx \frac{2f_o^{4/3} c^{2/3}}{(2t)^{1/3} b^{2/3}} \quad \text{si} \quad \gamma^{1/3} = \left(\frac{f_o}{4tc\alpha_o b^2} \right)^{1/3} \ll 1$$

$$\text{II} \quad \tau_F \approx \frac{f_o^{3/2} c^{1/2}}{(2t)^{1/2} b} \quad \text{si} \quad \gamma^{1/3} = \left(\frac{f_o}{4tc\alpha_o b^2} \right)^{1/3} \ll 1$$

Le Tableau 5.1 montre les valeurs de $\gamma^{1/3}$ pour c_{at} compris entre 0,1% et 10% et E_i égal à 0,1 eV ou 1 eV. Le domaine des mesures de cisssions critiques dans les solutions solides est tel que ni l'inégalité I ni l'inégalité II ne sont assurées. Si on examine l'influence de la concentration, la relation II est valable pour c voisin de 0 et la relation II pour c plus grand.

$\begin{array}{c} E_i \\ \text{Cat} \end{array}$	0,1 eV	1 eV
0,1 %	3,2	6,4
1 %	1,4	3,2
10 %	0,64	1,4

TABLEAU 5.1 - $\left(\frac{f_0}{4t\alpha_0^2b^2}\right)^{1/3}$ pour $\alpha_0 = 0,5$

Si l'on trace les deux courbes représentatives (fig. 5.5), on constate que la relation II n'intervient que dans un tout petit domaine de concentration peu accessible à l'expérience. τ_F est supérieur aux valeurs fournies par les deux relations et suit plutôt une loi en $c^{2/3}$ dès que c_{at} dépasse 10^{-3} . Les courbes sont tracées pour $\alpha_0 = \frac{1}{2}$; pour $\alpha_0 = 1$, le domaine de validité de la relation I est encore réduit. STEFANSKY et DORN⁽²⁷⁾ ont montré que la position d'équilibre de la dislocation parmi les atomes dissous intervient dans le calcul de la cission critique lorsque la concentration augmente : c'est justement cet effet que le calcul de Mott cherche à évaluer. Il faut signaler que la valeur numérique de τ_F donnée par l'équation I ou II est trop forte par rapport à τ_0 mesuré.

5.1.1.5 - L'utilisation d'une fonction de distribution.⁽²⁸⁾

Le résultat τ_F proportionnel à $f_0^{4/3} c^{2/3} / t^{1/3}$ est également celui du calcul de LABUSCH utilisant une fonction de distribution des atomes dissous par rapport aux segments élémentaires de dislocations.

L'équation d'équilibre d'un petit élément de dislocation s'écartant peu de l'axe Ox et de position (x,y) s'écrit

$$t \frac{d^2y}{dx^2} - \sum_v F(x-x_v, y-y_v) + \tau b = 0 \quad (\text{fig. 5.6})$$

x_v, y_v sont les coordonnées des atomes solutés. F est la composante parallèle à Oy de la force d'interaction dislocation-atomes dissous qui ne dépend que des positions relatives $(x-x_v, y-y_v)$. On définit la probabilité $\rho(x,y)$ de trouver un obstacle x_v, y_v dans le domaine $x_i+x < x_v \leq x_i+x+dx, y_i+y < y_v \leq y_i+y+dy, x_i, y_i$ étant les coordonnées d'un segment élémentaire quelconque. $\rho(x,y)dxdy$ est également le nombre de solutés en moyenne dans un domaine $dxdy$ de coordonnées x,y par rapport à un segment de dislocation placé à l'origine. En intégrant dans le plan, on doit retrouver la concentration des atomes solutés par unité de surface, c'est-à-dire :

$$\frac{1}{L^2} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \rho(x,y) dxdy \rightarrow c \quad \text{quand } L \rightarrow \infty$$

Connaissant $\rho(x,y)$, on peut calculer la valeur moyenne des différents termes de l'équation d'équilibre. On peut calculer également la position moyenne des segments de dislocations $l(\tau)$ en déterminant l'espérance mathématique de $y(x)$, compte-tenu de la distribution ρ et de sa variation avec τ .

Pour $\tau < \tau_c$, l'équation d'équilibre a une solution et on peut calculer $l(\tau)$; pour $\tau > \tau_c$, l'équation d'équilibre n'a plus de solution, $l(\tau)$ ne peut plus être calculée car :

$$\left(\frac{\partial l}{\partial \tau b} \right)_{\tau \geq \tau_c} = \infty$$

Mathématiquement on ne peut exprimer $\rho(x,y)$ que pour $\tau = \tau_c$ et le calcul de τ_c peut ensuite être achevé numériquement. Ceci a été effectué par Labusch⁽²⁸⁾ dans le cas d'une fonction $F(x,y)$ telle que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(x,y) dxdy = \frac{f_0 \frac{2y}{w}}{\left(1 + \frac{y^2}{w^2}\right)^2} = f(y)$$

$f(y)$ est la force d'interaction entre un soluté de coordonnées $(0, y)$ et une ligne de dislocations parallèle à Ox . f_0 est un facteur

d'intensité proportionnel à la valeur maximale de la force d'interaction ; w est une longueur caractérisant la distance à laquelle la force se fait sentir.

Le résultat est reproduit à la figure 5.7. Dès que $\beta > 2$, τ_c est très proche d'une fonction en :

$$\frac{f_o^{4/3} c^{2/3}}{(2t)^{1/3} w^{2/3}}$$

Ce résultat vaut aussi bien pour une force d'attraction que pour une force de répulsion. On peut montrer que w correspond à $\alpha_o^{-1/3} b$ pour un effet de taille ou un effet de module (voir 6.5.1.3).

E_i c_{at}	0,1 eV	1 eV
0,1 %	1,6	3,2
1 %	0,7	1,6
10 %	0,3	0,7

TABLEAU 5.2 - $\beta^{1/3}$ pour $w = \frac{b}{2^{1/3}}$

Le Tableau 5.2 montre donc que la condition $\beta^{1/3} > 2$ est satisfaite dans les solutions solides diluées : le domaine de validité du calcul correspond bien au problème du durcissement de solution solide à condition qu'on se limite à c_{at} de l'ordre de 1%. L'expérience montre que la loi de variation de τ_o avec la concentration est valable pour des solutions plus concentrées.

Dans le cas où la force d'interaction est discontinue par exemple dans le cas d'obstacles ponctuels, la théorie précédente ne s'applique plus ; il est cependant possible de la modi-

fier⁽²¹⁾ pour retrouver le résultat de Friedel et des expériences de Foreman et Makin. Malheureusement le passage de l'un à l'autre cas reste obscur.

Signalons enfin qu'une autre théorie⁽²⁹⁾ portant sur l'énergie d'interaction et destinée au cas des solutions solides concentrées conclut également à une variation de la contrainte critique proportionnellement à $c^{2/3}$.

5.1.1.6 - Les résultats expérimentaux pour la cission critique à 300 K.

Ces résultats théoriques doivent être comparés avec la variation de la cission critique avec la concentration à 0 K. Mais les mesures à 4 K sont peu nombreuses et souvent imprécises ; l'extrapolation à 0 K de la courbe $\tau_0(T)$ donne également des résultats imprécis. La comparaison est généralement faite avec la cission critique de plateau τ_{op} . On suppose alors implicitement que la variation de τ_0 avec la concentration due aux effets élastiques est la même pour toute température. Autrement dit, τ_0 est le produit d'une fonction de T seul par une fonction de c seul : $\tau_0 = \alpha(T) \times f(c)$.

Sans anticiper sur l'expression de f_0 qui sera étudié au paragraphe suivant, remarquons que f_0 est proportionnel à un paramètre sans dimension caractérisant le soluté dans la matrice, au module de cisaillement μ et à b^2 . L'expression de τ_F du paragraphe 5.1.1 donne alors la relation de FLEISCHER⁽³⁰⁾ :

$$\tau_0 = \tau_{Mg} + \frac{\mu \epsilon^{3/2} c^{1/2}}{Z_1} \quad (a)$$

On a posé t proportionnelle à μb^2 ; Z_1 est une constante sans dimension indépendante du soluté. Par un examen de l'ordre de grandeur, FLEISCHER et HIBBARD concluent à $Z_1 = 760$, qui convient bien aux résultats expérimentaux du cuivre, mais en fait Z_1 doit être une fonction de la température. Le même travail sur

l'expression de τ_c déduite de la théorie de Labusch donne :

$$\tau_o = \tau_{Mg} + \frac{\mu \varepsilon^{4/3} c^{2/3}}{Z_2} \quad (b)$$

et Z_2 vaut 550 avec les mêmes ordres de grandeur que Z_1 ^(31,32).

Quand on compare ces formules avec les courbes expérimentales (fig. 3.12) pour la cisssion critique de la solution solide magnésium-indium, on constate que l'accord est presque aussi bon. La formule en $c^{2/3}$ est préférée pour deux raisons : la droite représentative a une ordonnée à l'origine plus proche de la cisssion critique du magnésium pur ; les points expérimentaux sont moins dispersés et les cisssions critiques les plus faibles à chaque concentration donnent des points bien alignés.

Une conclusion semblable a été obtenue d'abord dans le cas de la solution solide magnésium-cadmium⁽¹⁰⁾ puis dans le cas d'autres solutés tels que l'aluminium et le zinc^(9,11). Ces derniers auteurs⁽¹¹⁾ ont étudié également la solution solide magnésium-indium entre 0 et 4% at. : leurs conclusions coïncident avec les nôtres en ce qui concerne la variation de τ_o à 300 K. Ils ont également montré que le durcissement par le lithium^(12,33) et par l'étain⁽³⁴⁾ obéit aussi à une loi en $c^{2/3}$.

L'ordre à courte distance a été détecté par diffusion des rayons X dans la solution solide magnésium-indium⁽³⁵⁾. On peut s'étonner qu'il ne se manifeste pas sur la cisssion critique. Ceci est dû à notre définition de τ_o extrapolé à partir du stade de la courbe de traction postérieure au crochet de traction. Cette contrainte correspond à la déformation d'un matériau désordonné. Le crochet de traction et l'ordre à courte distance sont simplement responsables de la dispersion des résultats lorsque la concentration dépasse 4% at. Les valeurs de τ_o mesurées sont au-dessus de la droite passant par les points expérimentaux correspondant aux concentrations inférieures à 4%. C'est le seul effet sensible de l'ordre à courte distance. Cet effet disparaît pour les valeurs les plus faibles de τ_o qui varient avec la concentration comme la cisssion critique des solutions diluées $c_{at} < 4\%$ at.

Dans les solutions solides cubiques à faces centrées à base d'or, d'argent⁽³²⁾ ou de cuivre⁽³⁶⁾, la contrainte de plateau est atteinte à une température plus élevée. La différence entre les deux formules est faible mais la formule en $c^{2/3}$ s'écarte moins des résultats obtenus à très faibles concentrations.

5.1.2 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA CISSION CRITIQUE.

Aucune des théories développées au paragraphe précédent ne fait intervenir le franchissement de l'obstacle à l'aide de l'agitation thermique. Elles devraient donc s'appliquer strictement à la cission critique à 0 K. Cependant, la comparaison avec les résultats expérimentaux est faite avec l'hypothèse, plus ou moins formulée, que τ_0 est de la forme $\alpha(T)f(c)...$

Examinons les différents calculs introduisant la température pour discuter cette hypothèse.

5.1.2.1 - Comparaison du calcul de Friedel avec l'expérience.

Le calcul de Friedel⁽³⁷⁾ étudie le passage d'une configuration analogue à celle de Mott à une configuration voisine par désancrage près d'un obstacle (fig. 5.8). On en tire :

- la cission ou la contrainte critique à 0 K qui est proportionnelle à la concentration et à l'énergie d'interaction dislocation-atome soluté :

$$\tau_0(0 \text{ K}) \approx \frac{E_i}{2b^3} \times c_{at}$$

- la variation de la cission critique avec la température :

$$\tau_0 = \tau_i + \tau_F = \tau_i + \frac{E_i}{2b^3} c_{at} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$$

- la valeur de la température critique de fin d'activation :

$$T_{c.F.} = \frac{E_i}{k \log\left(\frac{v \rho b^2 (4E_i / \mu b^3)^{2/3}}{\dot{\epsilon}} c_{at}^{1/3}\right)}$$

v fréquence de Debye (10^{-13} s^{-1}), ρ densité de dislocations 10^6 cm^{-2} , $\dot{\epsilon}$ vitesse de traction ($2,8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) ; le terme $(4E_i / \mu b^3)^{2/3}$ correspond au calcul de la distance de capture de Mott.

- la valeur de l'énergie d'activation du phénomène est : $\Delta G \approx E_i/2$.

De ces différents points, seul le premier est en accord avec les résultats expérimentaux dans les solutions solides de magnésium. En effet, AKHTAR et TEGHSOONIAN ont pu déterminer τ_0 (0 K) par des mesures à 4 K.⁽¹¹⁾ Ils trouvent une variation linéaire avec la concentration, sauf dans les solutions très diluées où les mécanismes responsables de la cisssion critique du magnésium pur peuvent jouer un rôle.

Avec les ordres de grandeur indiqués et une énergie d'interaction faible $E_i = 0,1 \text{ eV}$, on trouve $T_{c.F.} = 55 \text{ K}$. Le calcul de Friedel ne s'applique donc pas à l'influence de la température entre 77 K et 300 K. La composante de τ_0 proportionnelle à c_{at} devient négligeable dans ce domaine. La variation de τ_0 avec la température pourrait être due à une influence non négligeable de celle-ci sur τ_i . Remarquons que la proportionnalité de τ_0 avec $c^{2/3}$ semble valable également à 77 K (fig. 3.13) et que les résultats à 4 K pour le zinc, le cadmium et l'indium, en tout cas, ne permettent pas de rejeter une loi en $c^{2/3}$ (fig. 10⁽¹¹⁾). Lorsque le terme τ_F calculé par Friedel est négligeable, la cisssion critique semble donc bien obéir à une loi du type $\alpha(T)f(c^{2/3})$. Des expériences récentes⁽¹²⁸⁾ dans les solutions solides de cuivre ont montré qu'en portant $\tau_0(77 \text{ K}) - \tau(300 \text{ K})$ en fonction de $\tau_0(77 \text{ K})$, on obtenait une courbe unique, quel que soit le soluté et la concentration. Une cisssion critique de la forme $\alpha(T)f(c^{2/3})$ explique ce résultat.

Deux autres observations sont en désaccord avec les conséquences du calcul de Friedel. Le zinc et l'aluminium ont des énergies d'interaction plus fortes que l'indium et le cadmium. Cependant les températures critiques T_c sont pratiquement égales.

Signalons enfin que l'évaluation de ΔG d'après la courbe $\tau_c(T)$ et la mesure de la variation de la contrainte observée au cours de changements rapides de la vitesse de traction est en désaccord avec le calcul de Friedel. En effet, $\Delta G = 1,6$ eV et $E_i \approx 0,1$ eV tandis que le calcul prévoit $\Delta G \approx E_i/2$. Il faut donc modifier ce modèle pour expliquer l'influence de la température sur les cisssions critiques des solutions solides de magnésium. Le problème est le même pour les solutions solides cubiques à faces centrées à base d'or, d'argent ou de cuivre car la variation de la cisssion critique avec la température est très semblable à celle des solutions solides de magnésium.

5.1.2.2 - Modifications du modèle.

La modification semi-empirique de SUZUKI⁽³⁸⁾ tient compte du fait que τ_i n'est pas négligeable devant le terme τ_F , mais cela ne modifie pas la valeur de la température critique $T_{c,R}$ qui reste en contradiction avec l'expérience.

Le modèle de FELTHAM introduit une longueur ℓ ⁽³⁹⁾. La dislocation se libère simultanément de tous les atomes en interaction sur la longueur ℓ . Le segment de longueur ℓ se transforme en arc de flèche $h(\tau)$ qu'on posera égal à nb . En introduisant le rayon de courbure R , on peut exprimer ℓ en fonction de la contrainte appliquée. Géométriquement $2Rh = 2nb = \ell^2/4$, $R = t/b\tau$. Donc (fig. 5.9) $\ell/b = 2(\frac{2tn}{\tau b^2})^{1/2}$.

L'accroissement de longueur de ligne correspond à l'énergie $t \times \frac{2n^2b^2}{\ell}$ en assimilant l'arc à un triangle.

L'énergie nécessaire au décrochage des atomes dissous est $E_i \frac{\ell}{L}$ si L est la distance moyenne entre atomes le long de la

ligne. FELTHAM prend $L = b \sqrt{c}$, ce qui sera discuté plus loin.

Le travail de la cisssion appliquée pendant la formation de la boucle est $\frac{1}{2} n \tau_0 b^3 \frac{\ell}{b}$. L'énergie fournie par activation thermique est donc :

$$\Delta G = 2t n^2 b \left(\frac{\ell}{b}\right)^{-1} + E_i c^{1/2} \left(\frac{\ell}{b}\right) - \frac{1}{2} n \tau_0 b^3 \left(\frac{\ell}{b}\right)$$

En remplaçant $\frac{\ell}{b}$ par sa valeur en fonction de τ on trouve l'équation :

$$\frac{\tau_0^2}{\left(\frac{4E_i c^{1/2}}{nb^3}\right)^2} - 2\left(\frac{\tau}{\frac{4E_i c^{1/2}}{nb^3}}\right) \left[1 + \frac{\Delta G^2}{4E_i c^{1/2} t n^2 b}\right] + 1 = 0$$

La seule racine acceptable est celle qui donne τ_0 fonction décroissante de ΔG car ΔG augmente avec la température et τ_0 décroît

$$\tau_0 = \frac{4E_i c^{1/2}}{nb^3} [1 + \eta - \sqrt{\eta(\eta+2)}]$$

en posant :

$$\eta = \frac{\Delta G^2}{4E_i c^{1/2} n^2 t b}$$

Le résultat contient trop de paramètres ajustés pour que la comparaison quantitative avec l'expérience soit instructive. Pour continuer le calcul, FELTHAM pose $\Delta G = mkT$ avec une valeur *raisonnable* de m . Il calcule n pour retrouver la décroissance de τ_0 en fonction de T . La connaissance de n permet de calculer le volume d'activation et de le comparer à l'expérience. Dans le cas de la solution solide magnésium-indium, on obtient une valeur anormalement grande $n = 13$, ce qui donne nb comparable à L . Il faudrait donc faire intervenir les interactions avec les nouveaux atomes rencontrés.

Ce modèle grossier donne τ_0 sous la forme d'un produit de fonction ; l'un est proportionnel à $c^{1/2}$, l'autre décroît lentement avec la température et dépend peu de la concentration car η varie en $c^{-1/2}$ et la fonction $1 + \eta - \sqrt{\eta(\eta+1)}$ décroît lentement avec η . Un tel résultat explique que la variation de τ_0 avec c soit la même dans un grand domaine de température.

La proportionnalité de τ_0 avec $c^{-1/2}$ obtenue dans ce calcul provient uniquement de l'évaluation de la distance moyenne L entre obstacles le long de la ligne. Si on prend $L = L_M$, on retrouve une cisssion critique proportionnelle à $c^{2/3} f_0^{4/3}$. Les améliorations statistiques du modèle aboutissent également à modifier L . La deuxième critique à faire à ce modèle est que la température critique T_c pour laquelle τ_0 prend la valeur de plateau n'apparaît pas. Pour calculer T_c , il faudrait prévoir la valeur de $\Delta G(T)$ et ce problème n'est pas résolu.

5.1.3 - INFLUENCE DE LA FORCE D'INTERACTION DISLOCATION-SOLUTE SUR LA CIISSION CRITIQUE.

Pour achever la discussion, il reste à examiner le calcul de l'énergie E_i et de la force d'interaction d'où proviennent les paramètres f_0 et ϵ . Cela est nécessaire pour achever le calcul du durcissement de solution solide et pour comparer entre eux les durcissements provoqués par différents solutés dans une même matrice.

Nous examinerons d'abord les deux composantes de la force d'interaction, toutes deux d'origine élastique. Nous discuterons ensuite la façon dont elles se combinent dans l'expression de la cisssion critique. Enfin, nous appliquerons les résultats aux solutions solides de magnésium pour lesquelles on dispose de résultats expérimentaux.

5.1.3.1 - L'effet de taille.

L'atome soluté est considéré comme une sphère de rayon r_B qui est introduite dans une cavité de la matrice de rayon r_A . r_A et r_B sont tels que $\frac{4}{3} \pi r_A^3$ et $\frac{4}{3} \pi r_B^3$ soient les volumes atomiques v_A et v_B de la matrice et du soluté. Il en résulte un champ de déformation dans la matrice qui est susceptible d'interagir avec le champ de contrainte d'une dislocation.

Lorsque les métaux A et B n'ont pas la même structure cristalline, il est plus exact d'utiliser $\delta = \frac{1}{a} \frac{da}{dc_{at}}$ où a est le paramètre du réseau et c_{at} la concentration que de comparer v_B au volume atomique du métal B pur. δ se déduit de la mesure par rayons X du paramètre du réseau de la solution solide pour plusieurs concentrations. Si les deux métaux n'ont pas la même compressibilité, δ ne dépend pas seulement de r_A et de r_B mais aussi des constantes élastiques (FRIEDEL⁽⁴⁰⁾). Par contre, il est possible d'exprimer le champ de déformation en fonction de δ : on considère une inclusion fictive de mêmes constantes élastiques de la matrice et de rayon r_f tel que le champ de déformation dans la matrice soit le même que celui de l'inclusion de rayon r_B . On peut alors montrer que $4\pi r_A^2(r_A - r_B) = v_A(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) = \Delta v_A$ où $\delta_1 \delta_2 \delta_3$ sont les valeurs de δ correspondant aux trois paramètres du réseau. Dans le cas des symétries cubiques $\Delta v_A = 3\delta v_A$, dans le cas du réseau hexagonal $\Delta v_A = (2\delta_1 + \delta_2)v_A = 3\delta v_A$, en posant $\delta = \frac{(2\delta_1 + \delta_2)}{3}$.

FRIEDEL⁽⁴¹⁾ écrit que l'énergie d'interaction avec un champ de contrainte est $-p\Delta v_A$ (si p est la pression hydrostatique du champ de contrainte). Les calculs élastiques d'ESHELBY^(42,43) ont montré que ce résultat était rigoureux.

On aboutit à une énergie d'interaction soluté-dislocation nulle pour une dislocation vis puisque le champ de contrainte d'une dislocation-vis n'a pas de composante hydrostatique. Pour une dislocation coin:

$$W_{IC} = - \frac{1}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu b \Delta v_A \frac{\sin\theta}{r} = - \frac{1}{\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu b v_A \cdot \delta \cdot \frac{\sin\theta}{r}$$

L'axe Ox est confondu avec la ligne de dislocation,
 $r = (y^2 + z^2)^{1/2}$. yOx est le plan de glissement, $\cos\theta = \frac{y}{r}$.

Dans le cas d'une dislocation-vis, STEHLE et SEEGER⁽⁴⁴⁾ ont calculé l'ordre de grandeur de la dilatation avec un modèle de forces interatomiques simplifiées. Elle décroît en $\frac{1}{r^2}$ et vaut $\frac{K}{4\pi^2} \frac{b^2}{r^2}$. La constante K est de l'ordre de 0,4 dans le cuivre. Il lui correspond une pression hydrostatique :

$$p = - \frac{1}{\chi} \cdot \frac{K}{4\pi^2} \frac{b^2}{r^2} = \frac{K}{2\pi^2} \frac{\mu(1+\nu)}{3(1-2\nu)} \frac{b^2}{r^2}$$

$$W_{IV} = - p \Delta v_a = \frac{K\mu}{2\pi^2} \frac{(1+\nu)}{(1-2\nu)} v_A \delta \frac{b^2}{r^2}$$

Numériquement : $W_{IV} = 0,010 \text{ eV}$

$W_{IC} = 0,083 \text{ eV}$

pour la solution solide MgIn.

Dans le cas d'une dislocation-vis on peut également calculer l'énergie due au fait que la ligne n'est pas purement vis au voisinage du soluté. Cet effet donne une énergie négligeable devant W_{IV} , sauf dans le cas des dislocations dissociées⁽⁴⁵⁾. Mais, de toute façon, les calculs d'effet de taille doivent être modifiés pour tenir compte de la dissociation : on obtient alors une énergie comparable dans le cas des dislocations vis et coin.

W_{IC} change de signe avec θ et $\sin\theta$ selon que l'atome dissous est au-dessus ou en-dessous du plan de glissement, tandis que W_{IV} garde toujours le même signe.

5.1.3.2 - L'effet de module.

L'atome en solution est considéré comme une sphère de même rayon que la cavité de la matrice où il est logé, mais avec des constantes élastiques différentes, par exemple le module d'élasticité et le coefficient de compressibilité.

De ce fait, l'énergie élastique du champ de contrainte des dislocations va varier selon que cette inhomogénéité élastique est située à proximité ou loin de la dislocation. On en déduit l'énergie de liaison :

$$W_{2M} = \frac{\Delta\mu}{2} \int_{V_A} \sum_{i \neq j} e_{ij}^2(d) dv + \frac{\Delta}{2} \left(\frac{1}{\chi} \right) \int_{V_A} \Delta^2 dv$$

e_{ij}^d et Δ sont les composantes du tenseur de déformation et la dilatation due à la dislocation.

Pour une dislocation-vis $\Delta = 0$, on a une énergie d'interaction qui ne dépend que de $\Delta\mu$. On ne calcule pas $\Delta\mu$ à partir des valeurs des constantes élastiques des deux constituants car les forces interatomiques autour de l'atome B dans une matrice A ne sont pas les mêmes que dans le métal B pur. On utilise plutôt la mesure du module de cisaillement μ dans la solution solide et on définit $\eta = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dc_{at}}$. $\mu(c)$ peut se calculer en résolvant le problème élastique du champ de déformation créé dans un milieu contenant une inhomogénéité de constante élastique μ_H par un champ de contrainte appliquée. On trouve^(46,47) :

$$\mu_A - \mu_H = \Delta\mu = \frac{\eta\mu_A}{1+\beta\eta} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{2}{15} \frac{4-5\nu}{1-\nu} \approx \frac{1}{2}$$

$$\text{et de même} \quad \frac{1}{\chi_A} - \frac{1}{\chi_H} = \frac{\eta_\chi \left(\frac{1}{\chi_A} \right)}{1 + \alpha\eta_\chi} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{1+\nu}{3(1-\nu)} \approx \frac{2}{3}$$

FLEISCHER introduit donc le paramètre :

$$\frac{\eta}{1 + \left| \frac{\eta}{2} \right|} = \eta' = \frac{\mu_A - \mu_H}{\mu_A}$$

Ceci donne W_{II} :

$$W_{IIV} = \frac{\mu}{8\pi^2} \eta' v_A \frac{b^2}{r^2}$$

$$W_{IIC} = \frac{\mu}{8\pi^2(1-\nu)^2} \eta' v_A \frac{b^2}{r^2} [1 - \epsilon_{\mu\chi} \sin^2\theta]$$

avec $\epsilon_{\mu\chi} \approx 1 - (1 - 0,3 \frac{\eta\chi}{\eta}) \approx \frac{2}{3}$

Faute de mesure de la compressibilité dans les solutions solides, on prend généralement $\eta_{\chi} = \eta$.

L'application numérique donne : $W_{IIV} = 0,016 \text{ eV}$
 $W_{IIC} = 0,031 \text{ eV}$

pour $r = b$.

L'expression proposée par Fleischer pour l'énergie d'interaction n'est pas en accord avec les calculs élastiques d'Eshelby. L'énergie d'interaction est fonction directement de η et η_{χ} et des contraintes avant introduction de l'inhomogénéité.

On obtient⁽⁴⁷⁾ : $W_{IIV} = \frac{\mu}{8\pi^2} \eta v_A \frac{b^2}{r^2}$

$$W_{IIC} = \frac{\mu}{8\pi^2(1-\nu)^2} \eta v_A \frac{b^2}{r^2} [1 - \epsilon_{\mu\chi} \sin^2\theta]$$

La correction qui fait passer de η à η' est injustifiée. Par la suite, nous considérerons le paramètre d'effet de module compris entre η et η' .

5.1.3.3 - Combinaison des composantes de la force d'interaction.

Selon Eshelby, la somme des deux effets est une bonne approximation pour l'énergie d'interaction dans le cas général d'une inclusion de constantes élastiques différentes de celle de la matrice et ayant également un effet de taille.

Les forces d'interaction sont les dérivées de l'énergie d'interaction. Le plan zOy étant le plan de glissement, la composante de la force d'interaction dans le plan de glissement est $\frac{\partial W}{\partial y} = \frac{\partial W}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial y}$.

Les expressions obtenues pour les énergies et les forces d'interaction sont données au Tableau 5.3.

	COIN	VIS	EFFET
E_i	$\frac{\mu v_A}{\pi} \frac{1+v}{1-v} \cdot \delta \cdot \frac{b \sin \theta}{r}$	$\frac{\mu v_A}{2\pi^2} \frac{1+v}{1-2v} K \cdot \delta \cdot \frac{b^2}{r^2}$	de taille
	$\frac{\mu v_A}{8\pi^2} \eta' \cdot \frac{(1-\epsilon_{\mu\chi} \sin^2 \theta)}{(1-v)^2} \frac{b^2}{r^2}$	$\frac{\mu v_A}{8\pi^2} \eta' \cdot \frac{b^2}{r^2}$	de module
f	$\frac{\mu v_A}{4\pi^2} \frac{4\pi}{1-v} \cdot \delta \cdot \frac{b \sin \theta}{r^3}$	$\frac{\mu}{4\pi^2} v_A \cdot 4 K \frac{1+v}{1-2v} \cdot \delta \cdot \frac{b^2 y}{r^4}$	de taille
	$\frac{\mu v_A}{4\pi^2} \eta' \cdot \frac{1-\epsilon_{\mu\chi} \sin^2 \theta}{(1-v)^2} \frac{b^2 y}{r^4}$	$\frac{\mu}{4\pi^2} v_A \eta' \cdot \frac{b^2 y}{r^4}$	de module

TABLEAU 5.3

Dans le cas de l'effet de module et de l'effet de taille pour une dislocation-vis, la force d'interaction varie comme $\frac{b^2 y}{r^4} = \frac{b^2 y}{(z^2+y^2)^2}$. z prend des valeurs discrètes $(n+\frac{1}{2})c$ où c est la distance entre plan de glissement voisin et n un entier. Les forces exercées par les solutés à la cote nz sont négligeables par rapport à celles dues au soluté situé dans les deux plans voisins de la ligne. La force varie donc comme $\frac{y}{(1+(\frac{2y}{c})^2)^2}$

Elle est égale à la fonction $f(y)$ utilisée dans le calcul de Labusch avec $w = \frac{c}{2}$ et $f_0 = \frac{\mu}{8\pi^2} v_A \epsilon \frac{b^2}{w^3}$ où ϵ est un paramètre sans dimension contenant η' , δ_1 et δ_2 . E_i vaut alors $\frac{\mu v_A}{8\pi^2} \epsilon$, de sorte que $w^3 = \alpha_0 b^3 = (\frac{c}{2})^3$ d'après la définition de $\alpha_0 = E_i/f_0 b$ soit $\alpha_0 = 0,5$.

Dans le cas de l'effet de taille pour une dislocation-coin, la force décroît plus lentement quand la dislocation s'éloigne de l'obstacle.

Dans le cas de l'interaction avec une dislocation-coin, les mêmes approximations conduisent Fleischer à $f = \frac{\mu}{4\pi^2} v_A [\eta' + 16\delta]$ pour $y = b$. Il semble que les formules du Tableau 5.3 conduisent plutôt à $\frac{\mu v_A}{4\pi^2} [\eta' + 24\delta]$. Mais surtout le signe de la force due à l'effet de taille dépend du signe de θ : on peut considérer qu'il y a une densité de $\frac{c}{2}$ atomes d'un côté du plan exerçant une force proportionnelle à $\eta' + 24\delta$ et $\frac{c}{2}$ atome de l'autre côté exerçant une force proportionnelle à $\eta' - 24\delta$. Le calcul de LABUSCH⁽²⁸⁾ a été généralisé au cas de 2 types d'obstacles de même concentration $\frac{c}{2}$ et exerçant des forces différentes et proportionnelles à f_1 et f_2 . La cisssion critique est alors proportionnelle à $(f_1^2 + f_2^2)^{2/3} \frac{c^{2/3}}{2}$ ou à $(\frac{f_1^2 + f_2^2}{2})^{2/3} c^{2/3}$. On voit alors qu'il faut remplacer $\epsilon^{4/3}$ dans la formule b par :

$$\left[\frac{(\eta' + 24\delta)^2 + (\eta' - 24\delta)^2}{2} \right]^{2/3}$$

soit : $[\eta'^2 + (24\delta)^2]^{2/3}$

5.1.3.4 - Comparaison de l'effet de l'indium et des autres solutés sur la cisssion critique.

Le calcul de la force d'interaction montre que dans le cas où l'effet de taille l'emporte, les paramètres ϵ correspondant aux dislocations vis et coin sont très différents. C'est le cas de l'aluminium et du zinc étudiés par AKHTAR et TEGHTSOONIAN⁽⁹⁾. Au contraire, dans le cas où l'effet de taille est faible, il y a peu de différence entre les valeurs de ϵ correspondant aux dislocations-vis et aux dislocations-coin. C'est le cas de l'indium, du lithium^(12,33) et du thallium. Dans le cadmium⁽¹⁰⁾, les deux effets sont comparables.

Le paramètre caractérisant le durcissement $\Delta\tau_0/\Delta c^{2/3}$ est représenté à la figure 5.9 en fonction de $\epsilon^{4/3}$. Les valeurs de ϵ ont été calculées pour η et η' et la formule $\epsilon_{\text{coin}}^{4/3} = [\eta^2 + (\alpha\delta)^2]^{2/3}$ a été utilisée dans le cas des dislocations-coin avec $16 \leq \alpha \leq 24$. Le paramètre η n'est bien connu que dans le cas de l'indium, de

de l'étain, du lithium, du cadmium où il existe des mesures directes du module de cisaillement dans la solution solide. Dans le cas du zinc et de l'aluminium, l'effet de module intervient peu car il est négligeable devant l'effet de taille. L'approximation utilisée par AKHTAR et TEGHTSOONIAN consiste à prendre $\eta = 0,9$ pour un soluté monovalent, 0 pour un soluté bivalent, $\eta = - 0,9$ pour un soluté trivalent, 1,24 pour un soluté tétravalent. La comparaison avec l'étain montre que l'approximation est acceptable dans le cas des solutés tétravalents.^(48,49,50)

	In	Li	Cd	Tl	Al	Zn	Pb	Sn
$\delta_1.10^2$	- 3,9	- 2,3	- 6,8	- 2,1	- 11,9	- 15,8	+ 1,7	- 4,6
$\delta_2.10^2$	0,7	- 5,5	- 6,2	0	- 18,2	- 15,5	+ 9,6	+ 5
$\delta = \frac{2\delta_1 + \delta_2}{3}.10^2$	- 2,4	- 3,4	- 6,6	- 1,3	- 14	- 15,7	+ 4,3	- 1,4
η	- 0,66	- 0,43	+ 0,33					1,11
η'	- 0,50	- 0,35	+ 0,28					0,9
ϵ_{vis}	0,57	0,45	0,47	0,66	1,04	0,47	0,90	0,70
	0,73	0,52	0,53	0,81	1,32	0,47	1,37	1,15
ϵ_{coin}	0,58	0,65	1,10	0,65	2,37	2,51	1,16	0,69
	0,88	0,22	1,61	0,95	3,49	3,77	1,63	1,16
$\frac{\Delta\tau_0}{\Delta c^{2/3}}$ en kg/mm ²	1,29	1,66	1,34	1,38	3,85	4,25	2,94	3,91

TABLEAU 5.4^(51,52,53)

Ni le paramètre ϵ_{coin} ni le paramètre ϵ_{vis} ne rendent compte des durcissements observés. Dans le cas de ϵ_{vis} , le zinc fait exception avec un durcissement mesuré plus fort que ne le prévoit la théorie. Dans le cas du paramètre ϵ_{coin} , ce sont les solutés à faible effet de taille : indium, lithium, plomb et étain, qui ont un effet durcissant plus fort que ne le prévoit la théorie. Les points représentatifs correspondant à ϵ_{vis} sont plus proches de la

valeur du coefficient de proportionnalité $\frac{\mu}{Z_2} = \frac{\Delta\tau}{\Delta\epsilon^{2/3}} \cdot \frac{1}{4/3}$ proposé semi-empiriquement dans le cas des solutions solides cubiques à faces centrées.

5.2 - Crochets de traction et effet PORTEVIN-LE CHATELIER

5.2.1 - CROCHET DE TRACTION ET DEFORMATION HETEROGENE.

5.2.1.1 - Adoucissement géométrique.

Dans la zone de faible déformation, la courbe de traction est imprécise du fait de l'allongement parasite de la machine. Il est donc difficile de s'assurer que le crochet de traction observé sur la courbe *charge-allongement* correspond bien à un crochet de traction sur la courbe résolue *cission-glissement*. Le phénomène d'adoucissement géométrique dû à la rotation du réseau au cours de la déformation provoque un crochet de traction sur la courbe *charge-allongement* seulement.

En considérant les relations donnant la cission τ en fonction de la charge P de l'allongement relatif e et des valeurs initiales de la section S_0 , des angles χ_0 entre l'axe de traction et le plan de glissement (0001), λ_0 entre l'axe de traction et la direction de glissement ($11\bar{2}0$), on obtient :

$$P = \frac{\tau S_0}{\sin\chi_0} \frac{1+e}{[(1+e)^2 - \sin^2\lambda_0]^{1/2}}$$

$$g = \frac{[(1+e)^2 - \sin^2\lambda_0]^{1/2} - \cos\lambda_0}{\sin\chi_0}$$

Dans le stade I, la courbe de traction est bien représentée par $\tau = \epsilon_0 + \mu\theta_I g$. En remplaçant τ et g par leurs valeurs, on obtient

une expression de P fonction de e seule :

$$P = \left[\frac{(\tau_0 \sin \chi_0 - \mu \theta_I \cos \lambda_0)(1+e)}{(1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0} \right]^{1/2} + \mu \theta_I (1+e) \left] \frac{S_0}{\sin^2 \chi_0} \right.$$

Pour e grand, P croît avec e et la condition pour qu'il y ait crochet de traction est : $\left(\frac{dP}{de} \right)_{e=0} < 0$

$$\frac{\tau_0}{\mu \theta_I} > \frac{\cos \lambda_0}{\sin \chi_0 \sin^2 \lambda_0}$$

Quand on examine les valeurs de τ_0 et θ_I pour le magnésium pur, on constate qu'il n'y a que les éprouvettes d'orientation correspondant à χ_0 grand qui peuvent présenter le phénomène d'adoucissement géométrique. Avec les valeurs de θ_I et de τ_0 à 300 K, on trouve $\chi_0 > 55^\circ$. Par contre, aux températures supérieures, θ_I diminue, τ_0 reste constant, l'adoucissement géométrique peut se produire.

Dans la solution solide, τ_0 est augmentée, θ_I est peu modifié à la température ambiante et l'adoucissement géométrique peut se produire pour $\chi_0 > 40^\circ$. A basse température, en plus de l'effet sur τ_0 , θ_I est diminuée par la présence du soluté ; on peut alors observer l'adoucissement géométrique pour $\chi_0 < 25^\circ$. Ceci correspond bien aux observations de BYRNE^(54,55) dans le magnésium pur et l'alliage magnésium-manganèse.

Cependant l'observation du crochet de traction pour des valeurs encore plus faibles de χ_0 prouve qu'un autre mécanisme se superpose à l'adoucissement géométrique pour donner le crochet de traction des solutions solides magnésium-indium. Ce mécanisme intervient pour des concentrations supérieures ou égales à 3 at. %.

5.2.1.2 - Déformation hétérogène.

Cette concentration de 3 at. % est également celle pour laquelle la déformation devient nettement hétérogène.

Il se forme une zone déformée décrite au paragraphe 3.2. Les deux bandes de pliage limitant cette zone sont mobiles et au cours d'un stade I, de coefficient de durcissement très faible, elles gagnent les extrémités de la partie utile.

De telles observations ont été également faites sur les monocristaux de solutions solides cubiques à faces centrées de cuivre, laiton ⁽⁵⁶⁻⁵⁷⁾, CuAl ^(58,59), CuGe, CuGa ⁽⁶⁰⁾, CuIn ⁽⁶¹⁾. Dans ces alliages cubiques à faces centrées, cette propagation prend fin quand les limites de bande atteignent les mors. Après une transition, le système de glissement conjugué se déclenche également de façon hétérogène ⁽⁶²⁾.

Il y a un exemple de déformation hétérogène dans la phase intermétallique hexagonale Ag₂Al ⁽⁶³⁾. On y observe, comme dans la solution solide MgIn, la propagation d'une bande de Lüders unique pendant une grande partie de la courbe de déformation puisqu'aucun système de glissement conjugué ne perturbe le phénomène.

5.2.1.3 - Les mécanismes de blocage.

Les explications de ces déformations hétérogènes sont de deux types. La vitesse de traction $\dot{\epsilon}$ est imposée, le produit de la densité de dislocations mobiles par leur vitesse est imposé. Une multiplication du nombre de dislocations mobiles permet d'assurer la déformation en déplaçant les dislocations plus lentement, donc sous contrainte plus faible. Le crochet de traction peut donc apparaître si le nombre de dislocations mobiles est insuffisant, si les dislocations sont bloquées. Si les dislocations sont soumises à une force de frottement qui diminue lorsque la déformation démarre dans une région, on observera également un crochet de traction mais probablement moins aigu car il est plus facile de vaincre une force de frottement que de créer quelque part un mécanisme de multiplication. Il apparaît clairement que les phénomènes décrits sont liés à la présence d'atomes dissous. Selon SUZUKI ⁽⁶⁴⁾, on peut envisager trois mécanismes de ce type dans une solution

solide :

- un blocage des dislocations par formation d'une atmosphère de Cottrell autour de la dislocation;
- un blocage par ségrégation préférentielle des atomes dissous dans le ruban de faute d'empilement séparant les deux dislocations partielles résultant de la dissociation éventuelle des dislocations parfaites dans le plan de base (effet Suzuki) ;
- un frottement dû à la nécessité de détruire l'ordre à courte distance au début de la déformation dans une région donnée⁽⁶⁵⁾.

Le blocage par atmosphère de Cottrell correspond au crochet de traction aigu par multiplication rapide de dislocations mobiles. Il semble ne pas convenir dans le cas de la solution solide magnésium-indium car l'énergie de liaison dislocations-atomes dissous est faible, de l'ordre de 0,1 eV, comme l'effet de taille. Elle ne permet pas la formation d'une solide atmosphère de Cottrell. Une telle atmosphère, en effet, provoquerait un crochet de traction, même pour les plus faibles concentrations étudiées : 0,5 at. %.

Les deux autres mécanismes créent tous les deux une force de frottement puisqu'ils se traduisent par une énergie à dépenser par unité de surface. Ils sont difficiles à distinguer expérimentalement. L'ordre à courte distance a été détecté par des expériences de diffusion de rayons X⁽³⁵⁾. Par contre, il n'y a pas de mesure de l'énergie de faute d'empilement en fonction de la concentration dans la solution solide magnésium-indium.

Si le crochet de traction est dû à l'ordre à courte distance, le calcul montre que $\tau_{\text{sup}} - \tau_{\text{inf}}$ varie comme $c^2(1-c)^2$ (Cf. fig. 3-10). L'ordre de grandeur est beaucoup plus faible que celui calculé par FLINN⁽⁶⁶⁾, si on admet que nos éprouvettes sont ordonnées au même degré que celles des mesures de rayons X. Mais ce désaccord est général ; il est observé également dans les crochets de traction observés après vieillissement sous contrainte de monocristaux de cuivre-aluminium⁽⁵⁸⁾, d'argent-or et d'or-argent⁽⁶⁷⁻⁶⁸⁾

Dans tous ces alliages, un ordre à courte distance est probable ; il joue probablement également dans le laiton α ⁽⁵⁶⁾ et Cu-In⁽⁶¹⁾. Dans les alliages AgAl cubiques à faces centrées⁽⁶⁹⁾ et hexagonal⁽⁶³⁾, le crochet de traction et la déformation hétérogène sont dus plutôt à l'effet Suzuki. L'absence d'ordre à courte distance dans la solution solide MgLi explique l'absence de crochet de traction et de déformation hétérogène⁽⁷⁰⁻³³⁾.

Il reste à expliquer pourquoi cette déformation hétérogène s'arrête. La zone déformée présente une section plus faible, il y règne une cisssion plus forte, pourtant la déformation ne s'y cantonne pas et ne conduit pas à la rupture prématurée par striction. Ceci est dû au coefficient de durcissement : une déformation ultérieure de cette zone demande des contraintes trop fortes. Après le minimum de la courbe de traction, la déformation se poursuit aux limites de la bande de Lüders parce que la déformation locale y est encore faible et qu'il y a une certaine concentration de contrainte due au pliage : c'est une zone de multiplication facile .

5.2.2 - L'EFFET PORTEVIN-LE CHATELIER.

5.2.2.1 - Caractéristiques des alliages où l'effet est observé.

De nombreuses solutions solides de substitution présentent un domaine de température au-dessus de la température ambiante où la contrainte est instable au cours de la déformation. Ce sont toutes celles où un ordre à courte distance est probable : CuZn et CuIn⁽⁶¹⁾, CuAl⁽⁵⁸⁾. L'effet Portevin-Le Chatelier a été également signalé dans la solution solide MgCd à 4% at. de cadmium⁽¹⁰⁾. Dans cet alliage également, l'ordre à courte distance existe. Par contre, le magnésium-lithium⁽³³⁾ où il n'y a pas d'ordre et le magnésium-zinc où les concentrations introduites ne dépassent pas 0,5%⁽⁹⁾, ne semblent pas présenter le phénomène.

Dans le cas de la solution solide magnésium-indium, on est donc conduit à attribuer l'effet Portevin-Le Chatelier, comme le crochet de traction, à l'ordre à courte distance. Remarquons

que l'effet observé dans la solution solide MgIn diffère des phénomènes Portevin-Le Chatelier attribués à la formation d'atmosphère de Cottrell. Dans ces derniers échantillons aussi bien polycristallins⁽⁷¹⁾ que monocristallins^(72,73) ; l'instabilité n'apparaît que pour une déformation critique fonction de la température et de la vitesse de déformation. Dans les monocristaux MgIn, la contrainte oscille dès le début de la déformation.

5.2.2.2 - Instabilité de la contrainte due à l'ordre à courte distance.

PENNING⁽⁷⁴⁾ a montré que la condition pour avoir une oscillation de la contrainte est que la courbe $\sigma(\dot{\epsilon})$ pour une déformation donnée ait un maximum et un minimum (fig. 5.11). Pour une déformation locale donnée et pour une contrainte donnée, plusieurs valeurs locales de la vitesse de déformation sont alors possibles entre $\dot{\epsilon}_L$ et $\dot{\epsilon}_H$.

Si la déformation se produit dans une zone ordonnée, on devra d'abord vaincre la force de frottement due à l'ordre à courte distance. Si la température est telle qu'une certaine restauration de l'ordre est possible, le degré d'ordre diminue lentement ; puis dans la solution complètement désordonnée, la contrainte devient une fonction croissante de la vitesse de déformation, comme dans la plupart des matériaux. Le modèle de Penning prévoit alors une oscillation entre une valeur τ_M et τ_m de la cisssion de part et d'autre d'une valeur moyenne.

La température T_i d'apparition du phénomène pour une vitesse de traction globale $\dot{g}$ donnée est liée aux possibilités de restauration de l'ordre à courte distance dans la zone déformée. Il est donc normal que la variation de T_i^{-1} en fonction de $\dot{g}$ corresponde à l'énergie d'activation pour la diffusion de l'indium dans le magnésium.

T_f est lié à la disparition du mécanisme vers les hautes températures, à la destruction de l'ordre à courte distance. Ceci

explique la variation rapide de T_f avec $\dot{\epsilon}$ du côté des fortes vitesses de déformation. Du côté des faibles vitesses, un autre mécanisme intervient, probablement des possibilités de montée des dislocations qui abaissent la cission. Dans ce domaine, l'effet Portevin-Le Chatelier disparaît. La température T_f n'est plus fixée par l'ordre à courte distance mais par ce mécanisme nouveau.

-oOo-

CHAPITRE 6

6.1- Glissements en dehors du plan de base des différents métaux hexagonaux.

Chaque métal hexagonal a un système de glissement préféré, c'est-à-dire un mode de déformation qui est déclenché par traction de monocristaux d'orientation quelconque et qui donne les lignes de glissement les plus nombreuses après déformation de polycristaux à gros grains. C'est soit le glissement sur le plan de base, soit le glissement prismatique. Le deuxième système de glissement apparaît dans des conditions de déformation particulière qui dépendent des métaux : il peut être un des deux systèmes déjà cités ou encore le glissement pyramidal de seconde espèce. Nous rappellerons les observations dans les différents métaux hexagonaux et le magnésium pur, pour les comparer à nos observations. Les différents modèles proposés pour expliquer les propriétés des glissements en-dehors du plan de base cherchent à rendre compte du choix du plan de glissement ; nous les examinerons ensuite.

6.1.1 - MODES DE DEFORMATION OBSERVES DANS LES METAUX HEXAGONAUX.

Le titane ($\frac{c}{a} = 1,587$) et le zirconium ($\frac{c}{a} = 1,589$) se déforment de préférence en glissement prismatique^(75,76,77,78). La cission critique augmente lorsque la température diminue, légèrement aux températures supérieures à 300 K, plus rapidement en-dessous de 300 K⁽⁷⁹⁾. Mais les cissions critiques dépendent beaucoup

de la pureté de ces deux métaux^(80,78), particulièrement de la concentration en oxygène interstitiel. Dans les deux métaux, le deuxième système de glissement actif est le glissement sur le plan de base⁽⁷⁹⁻⁸¹⁾. Dans le titane, les cisssions critiques correspondantes ont été mesurées par des expériences de cisaillement pur. Elles sont un peu plus fortes que les cisssions nécessaires aux glissements prismatiques aux températures supérieures à 400 K ; elles augmentent brusquement lorsque la température décroît en-dessous de 400 K. En conséquence, le glissement sur le plan de base ne s'observe jamais, à 300 K, après traction dans les monocristaux de titane⁽⁷⁶⁾. Dans le zirconium, le glissement sur le plan de base n'est observé que dans les cristaux d'orientation correspondant à χ_0 grand et à une température élevée de 850 K⁽⁸¹⁾.

Le beryllium ($\frac{c}{a} = 1,568$), le zinc ($\frac{c}{a} = 1,856$), le cadmium ($\frac{c}{a} = 1,886$) se déforment de préférence par glissement sur le plan de base. Quand on empêche ce mode de déformation en plaçant l'axe de traction parallèle ou perpendiculaire au plan de base, les comportements de ces métaux diffèrent. C'est le glissement prismatique qui se déclenche dans les monocristaux de béryllium comprimés ou tractionnés parallèlement au plan de base, comme l'ont montré P. REGNIER et J.M. DUPOUY⁽⁸²⁾. La variation de la cisssion critique avec la température présente une anomalie : entre deux domaines où elle décroît lorsque la température croît, la cisssion critique passe par un maximum à la température ambiante (fig. 6.1). Le glissement pyramidal de seconde espèce n'a été repéré dans le beryllium qu'après compression jusqu'à la rupture selon l'axe $[0001]$ ⁽⁸³⁾ : la déformation plastique correspondante est de l'ordre de 10^{-6} .

Dans le cadmium et le zinc, le second mode de déformation est le glissement pyramidal de seconde espèce. Dans le zinc, ce glissement apparaît en traction, parallèlement au plan de base⁽⁸⁴⁻⁸⁵⁾, en traction parallèlement à l'axe $[0001]$, en compression suivant l'axe $[0001]$ ⁽⁸⁶⁾ ou la direction $[11\bar{2}0]$ ⁽⁸⁷⁾. La cisssion critique décroît lorsque la température augmente, mais sa mesure est difficile : elle est très sensible au mode opératoire et à la méthode de mesure des déformations⁽⁸⁸⁾.

Dans le cadmium, le glissement pyramidal de seconde espèce opère dans la traction parallèlement au plan de base⁽⁸⁹⁾ et par compression selon la même orientation⁽⁹⁰⁾. Le glissement prismatique se produit au cours d'essais à des températures comprises entre 433 et 550 K⁽⁹¹⁾. Les cisssions critiques pour tous les systèmes de glissement ont été mesurées récemment dans le cadmium par des essais de cisaillement pur⁽⁹²⁾. Les cisssions nécessaires au glissement pyramidal de seconde espèce sont plus faibles que celles des glissements prismatiques et pyramidaux de première espèce ; elles augmentent moins vite lorsque la température décroît jusqu'à 77 K.

Dans le thallium ($\frac{c}{a} = 1,598$), la traction de monocristaux fait apparaître le glissement prismatique si χ_0 est petit et le glissement sur le plan de base si χ_0 est grand⁽⁹³⁾. Les cisssions critiques sont égales et c'est le système correspondant au plus grand facteur de Schmid qui se déclenche.

6.1.2 - LE MAGNESIUM ORIENTE POUR EVITER LE GLISSEMENT SUR LE PLAN DE BASE.

6.1.2.1 - Le glissement prismatique.

Nous n'avons observé ce mode de déformation, dans une région étendue de l'échantillon, qu'à 77 K et au-dessus de 400 K. A 200 K et 300 K, ce glissement n'apparaît qu'à proximité des macles et de la surface de rupture. Ceci est en accord avec les observations antérieures.

La limite élastique des éprouvettes d'axe de traction parallèle au plan de base ne correspond au glissement prismatique que si la température atteint 450 K dans les expériences de W. FLYNN J. MOTE, J.E. DORN⁽⁶⁾. Les observations de lignes de glissement confirment cette conclusion⁽⁹⁴⁾ et montrent que le glissement prismatique donne des bandes de glissement obliques et épaisses à cause du glissement dévié. La compression parallèlement au plan de base⁽⁹⁵⁾,

96) ne fait pas apparaître facilement le glissement prismatique à la température ambiante. Une très bonne orientation et une faible vitesse de déformation permettent de le faire apparaître, selon J.F. STOHR, P. REGNIER, J.M. DUPOUY⁽⁷⁾.

A 77 K, pour faire apparaître le glissement prismatique observé pour la première fois par REED-HILL et ROBERTSON⁽⁹⁷⁾, un certain nombre de précautions sont nécessaires : elles expliquent que ce système de glissement n'ait pas toujours été observé à 77 K. Il faut utiliser une vitesse de traction inférieure à 10^{-5} s^{-1} pour éviter le maclage généralisé. L'axe de traction doit être non seulement parallèle au plan de base, avec $\chi_0 \leq 20'$, mais il doit encore être voisin de la direction $[10\bar{1}0]$: nos observations coïncident sur ce point avec celles de J.F. STOHR, P. REGNIER et J.M. DUPOUY⁽⁷⁾. Ces auteurs ont également fait apparaître le glissement prismatique en compression suivant la direction $[10\bar{1}0]$.

La cisssion critique décroît continûment lorsque la température augmente. A 77 K, il y a accord entre les différents travaux : la dispersion de 10 kg/mm^2 à 12 kg/mm^2 est probablement due à la plus ou moins grande part de glissement sur le plan de base. A 200 K, la cisssion critique correspond probablement à la plus grande contrainte de rupture observée, soit $8,8 \text{ kg/mm}^2$. C'est à 300 K qu'il y a le plus de désaccord entre les auteurs puisque les valeurs de la cisssion critique s'échelonnent de 4 kg/mm^2 à $6,5 \text{ kg/mm}^2$ ⁽⁷⁾. Le maclage $\{10\bar{1}2\}$ et le glissement sur le plan de base donnent en effet une ductilité apparente à 300 K, particulièrement si l'angle χ_0 dépasse 30 minutes d'arc. De plus, le glissement pyramidal peut intervenir. Au-dessus de la température ambiante, l'influence importante de la vitesse de traction sur la cisssion critique rend difficile la comparaison des différents travaux ; mais la forme de la courbe $\tau(T)$ est la même pour tous.

6.1.2.2 - Le glissement pyramidal de seconde espèce.

Détecté d'abord par REED-HILL, W.D. ROBERTSON⁽⁹⁸⁾, le glissement pyramidal de seconde espèce apparaît à 77 K, dès que

l'axe de traction s'écarte de 10° de la direction $[10\bar{1}0]$, en restant parallèle au plan de base. Il finit par être le mode de déformation principal dans le cas de traction selon $[11\bar{2}0]$: tout ceci s'explique par l'étude des facteurs de Schmid (6.4.1.1). Le glissement pyramidal de seconde espèce peut être également déclenché par compression suivant l'axe $[0001]$ à 77 K. A 200 K et 300 K, ces deux modes de sollicitations font encore opérer le glissement pyramidal de seconde espèce pour des vitesses de traction de $8.10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ selon nos observations et celles de J.F. STOHR, P. REGNIER, J.M. DUPOUY. Avec des vitesses plus fortes de 10^{-3} sec^{-1} , YOSHINAGA et HORIUCHI n'ont pas observé ce glissement, mais différents maclages⁽⁹⁹⁾. Au-dessus de la température ambiante, le glissement pyramidal de seconde espèce n'apparaît plus qu'en compression selon $[0001]$, puis disparaît vers 470 K⁽¹⁰⁰⁾.

Comme nous l'avons exposé au paragraphe 4.3.2, la mesure de la cisssion critique de ce système de glissement est très délicate à cause de la forme de la courbe de traction : le résultat dépend de la méthode de mesure de la déformation. En prenant comme cisssion critique la cisssion pour une déformation de 10^{-4} , STOHR et POIRIER⁽¹⁰⁰⁾ ont tracé une courbe de variation qui présente une anomalie. La cisssion critique décroît de $9,5 \text{ kg/mm}^2$ à $3,7 \text{ kg/mm}^2$ entre 77 et 200 K, puis croît de 300 K à 380 K où elle passe par un maximum à 5 kg/mm^2 . Elle décroît jusqu'à 470 K où le mode de déformation disparaît (fig. 6.2). Dans le domaine de température 300 K-470 K, la cisssion pour une déformation plastique de 3.10^{-3} reste pratiquement constante, d'après les courbes données par J.F. STOHR et J.P. POIRIER⁽¹⁰⁰⁾. La cisssion pour une déformation supérieure décroît de façon monotone, de sorte que l'anomalie ne peut être détectée que sur la microlimite élastique. Le fort coefficient de durcissement de la courbe de traction explique également que le glissement prismatique puisse se déclencher après une certaine déformation en glissement pyramidal (photos 31 et 48).

6.1.2.3 - Les autres modes de déformation.

Lorsque les glissements pyramidaux et prismatiques ne se déclenchent pas, ou peu, toutes sortes de maclages peuvent apparaître. Le plus courant est le maclage de plan de composition $\{10\bar{1}2\}$ ⁽¹⁰¹⁾ : il se produit en traction, parallèlement au plan de base et selon l'axe $[0001]$ ⁽¹⁰²⁾⁽¹⁰³⁾. Mais les plans de composition $\{10\bar{1}1\}\{10\bar{1}3\}\{30\bar{3}4\}$ ont également été proposés pour des macles créées en traction, parallèlement au plan de base⁽¹⁰⁴⁾⁽¹⁰⁵⁾. Le maclage dont le plan de composition est voisin de $\{30\bar{3}4\}$ a été identifié comme un maclage double : une macle $\{10\bar{1}2\}$ se développe dans une première macle $\{10\bar{1}1\}$ et modifie son orientation initiale⁽¹⁰⁵⁻¹⁰⁶⁾.

En compression suivant l'axe $[0001]$, le maclage $\{10\bar{1}1\}$ se produit surtout, mais on remarque également des macles $\{10\bar{1}2\}$ ⁽⁹⁶⁾ et le double maclage $\{30\bar{3}4\}$ ⁽⁹⁹⁾.

On signale de temps en temps des macles de plan de composition $\{11\bar{2}4\}$, surtout lorsque la vitesse de déformation est grande⁽⁹⁹⁾.

6.1.3 - EFFET DE L'INDIUM SUR LES GLISSEMENTS EN DEHORS DU PLAN DE BASE DU MAGNESIUM.

6.1.3.1 - Glissement prismatique.

L'indium a peu d'effet sur les cisssions nécessaires au glissement prismatique à 77 K, 200 K, 300 K et 400 K (fig. 4.16, 4.17, 4.18). A 77 K la diminution apparente de limite élastique, lorsque la concentration dépasse 3,5 % at., doit être attribué au glissement pyramidal de seconde espèce. Lorsque les glissements prismatiques et pyramidaux de seconde espèce sont en compétition, le glissement pyramidal de cisssion critique faible se développe d'abord ; son coefficient de durcissement est fort ; on atteint la cisssion critique pour le glissement prismatique ; le coefficient de durcissement diminue alors comme celui des courbes de traction en glissement prismatique (fig. 6.3). La première limite élastique correspond à la

cission critique pour le glissement pyramidal de seconde espèce, tandis que la cission critique, pour le glissement prismatique, est atteinte dans la région de la courbe de traction proche de la rupture. A 300 K, dans le domaine de concentration où les observations mettent bien en évidence le glissement prismatique, la cission critique est constante et proche de la plus forte valeur mesurée dans le magnésium pur.

A 500 K, le glissement prismatique devient relativement facile ; la cission critique vaut 495 g/mm^2 dans le magnésium pur. L'indium augmente la cission critique assez rapidement.

Les lignes de glissement, par contre, sont différentes de celles que l'on observe dans le magnésium pur. A 77 K, au fur et à mesure que la concentration augmente, le glissement prismatique donne des bandes de glissement de plus en plus épaisses et localisées (photos N° 4, 24, 26, 29, 31). Les traces de glissement dévié issues de ces bandes sont de plus en plus nombreuses : elles mettent en jeu les plans $(0001)(10\bar{1}0)$ et parfois aussi le plan $(01\bar{1}1)$ (photo 29). Les bandes parallèles au plan $(10\bar{1}1)$ et à la surface de rupture contiennent des traces parallèles au plan prismatique, au plan de base et au plan $(10\bar{1}1)$ (photos n° 26-32). Les deux premières directions peuvent être identifiées comme des lignes de glissement prismatique et sur le plan de base. Les traces parallèles au plan $(10\bar{1}1)$ ne sont pas des lignes de glissement puisque le facteur de Schmid est presque nul pour le système $(10\bar{1}1)[11\bar{2}0]$ (fig. 4.4). Ce sont des macles très fines de plan de composition $(10\bar{1}1)$. Sur la photographie 32, on remarque des macles M' dont le plan de composition diffère de $(10\bar{1}1)$: elles correspondent au double maillage $(30\bar{3}4)$. La formation de ces bandes explique la diminution de ductilité observée quand on ajoute de l'indium (6.4.2.1).

A 200 K, on observe, surtout dans le magnésium pur, des bandes de déformation parallèles aux plans $(10\bar{1}1)$ et $(10\bar{1}\bar{1})$ et proches de la surface de rupture (photo n° 10). Dans la solution solide, les nombreuses fissures sont parallèles au plan $(10\bar{1}1)$: on

les observe sur la face (0001) des éprouvettes (photos 40, 45, 53). Les lignes de glissement prismatique qui proviennent des extrémités de ces fissures montrent qu'elles sont relaxées plastiquement. Sur la tranche, on constate que ces fissures s'ouvrent peu perpendiculairement au plan de base (photo n° 54). Les cisssions créées par une fissure, s'ouvrant suivant la direction perpendiculaire à l'axe de traction et au plan (0001), sont nulles sur le plan de base et le plan prismatique : c'est peut-être la possibilité de glissement pyramidal de première espèce $\{10\bar{1}1\}$ détecté à 77 K parmi les glissements déviés de la solution solide qui explique cette relaxation.

A 300 K, le glissement prismatique n'est clairement identifié que dans les éprouvettes de concentration supérieure à 3% at. Ceci est dû à l'augmentation de cission critique pour le glissement sur le plan de base. L'angle limite χ_0 pour observer le glissement prismatique est augmenté lorsqu'on introduit de l'indium : il passe de 16° à 1° environ lorsqu'on ajoute 5,5% at. d'indium en solution solide, d'après les estimations des cisssions critiques. De plus, le maclage $\{10\bar{1}2\}$ se produit moins facilement dans la solution solide.

A 400 K et 500 K, les lignes de glissement dans le magnésium pur et la solution solide deviennent très semblables (photos 17, 61, 62).

6.1.3.2 - Le glissement pyramidal de seconde espèce.

A 77 K, dans les éprouvettes d'orientation favorables au glissement prismatique, le glissement pyramidal est plus actif au fur et à mesure que la concentration en indium augmente (photos 27, 31). En effet, les cisssions critiques mesurées sur les éprouvettes orientées pour favoriser le glissement pyramidal de seconde espèce, sont plus faibles dans la solution solide que dans le magnésium pur (fig. 4.21). Les cisssions à la rupture sont plus faibles que dans le magnésium pur (fig. 4.10) : ceci est dû au fait que le glissement prismatique dont le coefficient de durcissement

est faible, dans la solution solide, intervient à proximité de la rupture (photo n° 38).

A 200 K, le glissement pyramidal de seconde espèce n'est pas modifié par le soluté. A 300 K, ce glissement n'est plus observé lorsque la concentration atteint 1,9% at. Comme nous l'avons dit au paragraphe 4.3, ce glissement peut être actif et non détecté. Mais, en tous cas, son rôle diminue par rapport au glissement prismatique lorsque la concentration en indium augmente.

6.1.4 - EFFETS DES AUTRES SOLUTES EN SOLUTION SOLIDE DANS LE MAGNESIUM

6.1.4.1 - Effet du lithium.

Le glissement prismatique dans la solution solide magnésium-indium a fait l'objet d'études détaillées, à cause des propriétés du polycristal de même composition (HAUSER⁽¹²⁹⁾). La cis-sion critique a été mesurée en fonction de la température, pour les concentrations de 7,9% at., 12,9% et 15,9% at., par AHMADIEH, MITCHELL et DORN⁽¹³⁾. A 7,9%, l'allure de la courbe est la même que dans le cas du magnésium pur (fig.6-4), mais à toutes les températures inférieures à 450 K. la cis-sion critique est plus faible. Aux concentrations supérieures, la diminution de cis-sion critique est accentuée et, aux très basses températures, la forme de la courbe change, car le glissement prismatique est observé, même à 4 K^(13, 70). L'observation au microscope électronique d'URAKAMI et M.E. FINE⁽¹³⁷⁾ montre un grand nombre de dislocations-vis à basse température, de bandes et d'enchevêtrements de dislocations à 300 K.

En compression suivant la direction $[10\bar{1}0]$, le lithium rend également plus facile le glissement prismatique à 300 K, selon les expériences de KELLEY et HOSFORD⁽⁹⁶⁾.

A 473 K, YOSHINAGA et HORIUCHI ont détecté du glissement pyramidal de première espèce après traction de monocristaux de magnésium lithium. L'effet du lithium sur le glissement pyramidal de

seconde espèce n'a pas été étudié.

6.1.4.2 - Effet du zinc.

Selon les expériences de traction d'AKHTAR et TEGHTSOONIAN⁽¹⁰⁹⁾, l'effet du zinc dépend de la température. A 78 K, il provoque une légère diminution de la cission critique. A 200 K, 250 K, 300 K, 350 K, 420 K, la cission critique croît, passe par un maximum pour une concentration de 0,006% at., puis décroît légèrement. Les valeurs correspondant à la cission critique du magnésium pur ne sont pas toujours en accord avec les autres travaux : ils mesurent, par exemple, une cission critique de $4,3 \text{ kg/mm}^2$ à 300 K. En l'absence de description des lignes de glissement, on peut donc se demander si le glissement prismatique, et lui seul, est déclenché dans le domaine de températures et de concentrations étudiées.

6.1.4.3 - Autres solutés.

AKHTAR et TEGHTSOONIAN ont également déformé la solution solide magnésium-aluminium en glissement prismatique. L'influence du soluté sur les cissions critiques est faible, malgré une légère diminution signalée à 200 K.

Van Der PLANKEN et DERUYTTERE⁽¹⁰⁹⁾ ont déformé des monocristaux de magnésium-étain en traction suivant $\{11\bar{2}0\}$: le maclage $\{10\bar{1}1\}$ se produit sous contrainte considérable de 17 kg/mm^2 .

6.2 - Interprétation des propriétés du glissement prismatique dans la solution solide Mg-In.

Les deux faits principaux sont donc le caractère constant de la cission critique et de sa variation avec la température et l'augmentation des indices de glissement dévié lorsque l'indium est

introduit en solution solide dans le magnésium. Les interprétations théoriques du glissement prismatique se divisent en deux grands groupes : celles qui essaient de calculer la force de frottement du réseau s'opposant au déplacement des dislocations ou *forces de Peierls Nabarro*, et celles qui essaient de rendre compte des possibilités de glissement dévié. Les prédictions des différents calculs de la force de Peierls Nabarro seront d'abord comparés aux cisssions critiques et à leurs variations avec la température et la concentration. Les cisssions critiques prévues par les mécanismes de glissement dévié seront examinées et les observations de lignes de glissement discutées.

6.2.1 - EFFET DE LA CONTRAINTE DE PEIERLS NABARRO SUR LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DU MAGNESIUM ET DU MAGNESIUM-INDIUM.

6.2.1.1 - Contrainte de Peierls Nabarro et rugosité des plans prismatiques.

Dans le cas d'un réseau quadratique prismatique de paramètres b et d , d étant la distance entre les plans de glissement et b le paramètre dans le plan de glissement ou le vecteur de Burgers d'un réseau cristallin, PEIERLS et NABARRO ont calculé la cis-sion due au réseau cristallin qui s'oppose au déplacement des dislo-cations ; elle vaut :

$$(3) \quad \tau_{P.N.} = \frac{2\mu}{1-\nu} \exp \left[- \frac{4\pi d}{(1-\nu)b} \right] \quad \text{pour une dislocation-coin}$$

$$(4) \quad \tau_{P.N.} = 2\mu \exp \left[- \frac{4\pi d}{b} \right] \quad \text{pour une dislocation-vis}$$

μ et ν sont les modules de cisaillement et de Poisson du matériau. Alors que l'application au glissement sur le plan de base se fait en posant $d = \frac{c}{2}$ et $b = a$, l'application au glissement prismatique n'est pas aussi claire. A cause du motif à deux atomes, les plans prismatiques contiennent des atomes dans deux plans parallèles dis-tants de $\frac{a\sqrt{3}}{6}$: chaque atome d'un des plans à 4 proches voisins dans

l'autre plan. La distance entre les plans du réseau est $\frac{a\sqrt{3}}{2}$ (fig. 6.5). Les premières évaluations de la cission de Peierls Nabarro ont utilisé cette distance entre plans prismatiques pour d. Les cissions de Peierls Nabarro sont alors égales sur le plan de base et le plan prismatique si $\frac{c}{a} = \sqrt{3}$. Le glissement sur le plan de base est favorisé lorsque $\frac{c}{a} > \sqrt{3}$ et le glissement prismatique, dans le cas contraire : à l'exception du beryllium, c'est la tendance observée dans les métaux hexagonaux (6.1.1).

Mais les propriétés du glissement prismatique diffèrent des propriétés du glissement sur le plan de base, même lorsque le glissement prismatique est le mode de déformation préféré, comme dans le titane. Les cissions critiques, pour le glissement prismatique, augmentent toujours fortement lorsque la température diminue, en-dessous de la température ambiante, dans le magnésium et ses solutions solides, aussi bien que dans le titane. C'est encore vrai dans le beryllium, en-dessous de 200 K. Par contre, dans le zinc, le cadmium et le magnésium purs, la cission critique, pour le glissement sur le plan de base, n'augmente que faiblement lorsque la température décroît. L'ordre de grandeurs des cissions critiques est fort différent : de 30 à 60 g/mm² à la température ambiante pour le glissement sur le plan de base du zinc, du cadmium et du magnésium, on passe, pour le glissement prismatique, à 2 kg/mm² pour le titane à 300 K, 6 kg/mm² pour le magnésium à 300 K, 1,5 kg/mm² et 500 g/mm² pour ces deux métaux, à 500 K. Cela implique que le calcul de la force de Peierls Nabarro est inexact dans le cas du réseau hexagonal. Le glissement sur le plan de base, qui est un plan dense, n'est freiné que par une cission faible due au réseau cristallin, comme celle du glissement des métaux cubiques à faces centrées. Mais le glissement prismatique, à cause de la "rugosité" de ces plans, doit avoir une cission due au réseau cristallin très forte. Une cission de Peierls Nabarro forte explique que la température ait une grande influence sur la cission critique et que la vitesse de déformation en ait une petite, puisque le volume d'activation prévu par ce modèle est petit. On peut ainsi rendre compte de la cission critique, pour le glissement prismatique

dans le magnésium-lithium aux températures inférieures à 400 K⁽¹³⁾, bien que la valeur de la cission de Peierls et Nabarro ne puisse être calculée à partir de la configuration du cristal. Examinons maintenant comment le soluté peut modifier ce mécanisme.

6.2.1.2 - Influence des atomes dissous sur la distance entre plans de glissement.

Quelle que soit son expression exacte, la distance d_p entre atomes liés par des interactions de part et d'autre d'un plan de glissement prismatique dans un métal hexagonal est proportionnelle à a et la cission de Peierls Nabarro diminue si d_p augmente. Qualitativement, si le soluté augmente a , il diminuera la cission de Peierls Nabarro et la cission critique à température donnée. Au contraire, un soluté qui diminue a provoquera un durcissement. L'indium diminue très peu le paramètre a puisqu'il faut substituer dix atomes pour cent pour que le paramètre a passe de 3,209 Å à 3,196 Å. Ceci ne doit pas modifier les cissions nécessaires au glissement prismatique d'autant plus que, selon les expressions (3) et (4), c'est le rapport d_p/a car a est aussi le vecteur de Burgers des dislocations correspondant au glissement prismatique. Le lithium qui diminue encore moins le paramètre a doit modifier encore moins les cissions nécessaires au glissement prismatique : ce n'est pas ce que l'on observe !

6.2.1.3 - Influence des atomes dissous sur les constantes élastiques.

Si l'on tient compte de l'anisotropie des constantes élastiques, l'expression de la contrainte de Peierls Nabarro est modifiée. Pour les dislocations-vis glissant dans le plan prismatique ou dans le plan de base, les expressions de la cission de Peierls nabarro ne diffèrent que par le rapport $\frac{d}{b}$

$$\tau_{P.N.} = \left[\frac{C_{44}(C_{11}-C_{12})}{2} \right]^{1/2} \exp \left[- \pi \left(\frac{C_{11}-C_{12}}{C_{44}} \right)^{1/2} \cdot \frac{d}{b} \right]$$

Pour les dislocations-coin, au contraire, les facteurs intervenant dans la contrainte de Peierls Nabarro sont différentes :

- pour le glissement prismatique : $\tau_{P.N.P}^{coin} = \frac{C_{11}^2 - C_{12}^2}{2C_{11}} \exp[- \pi \frac{C_{11} + C_{12}}{C_{11}} \cdot \frac{d}{b}]$

- pour le glissement sur le plan de base, la cission de Peierls Nabarro vaut :

$$\tau_{P.N.B}^{coin} = K_B \exp[- \frac{\pi K_B}{C_{44}} \cdot \frac{c}{2a}]$$

$$K_B = [(C_{11}C_{33})^{1/2} + C_{13}] \left\{ \frac{C_{44} [(C_{11}C_{33})^{1/2} - C_{13}]}{C_{33} [(C_{11}C_{33})^{1/2} + C_{13} + 2C_{44}]} \right\}^{1/2}$$

Ces expressions ont été calculées par W.R. TYSON⁽¹¹⁰⁾. Le calcul numérique avec les mesures de constantes élastiques de S. EROS et C.S. SMITH⁽⁴⁸⁾ donne les résultats suivants avec $d_p/a = \sqrt{3}/2$:

	$\tau_{P.N}^{vis}$ en kg/mm ²	$\tau_{P.N.P}^{coin}$ en kg/mm ²
Mg pur	107,3	49,0
MgIn 1,96% at.	105,6	48,0

TABEAU 6.1

La différence de contrainte de Peierls Nabarro due aux variations des constantes élastiques est faible. Cet effet n'entraîne pas une grande modification des cissions nécessaires au glissement prismatique.

D'ailleurs, l'effet de l'anisotropie des constantes élastiques entraîne une correction superflue quand on tient compte des difficultés de calcul de la cission de Peierls Nabarro dans le réseau hexagonal (6.2.1.2). La force de frottement du réseau est élevée pour le glissement prismatique, bien qu'on ne sache pas la calculer, à cause de la rugosité des plans prismatiques. Elle explique la

forte augmentation de la cission critique lorsque la température diminue : elle n'est pas sensiblement modifiée par la présence des atomes solutés.

6.2.2 - EFFET DE L'INTERACTION DISLOCATION-SOLUTE SUR LE GLISSEMENT PRISMATIQUE.

6.2.2.1 - Interaction élastique directe dislocation-soluté.

Cette interaction a été décrite dans le cas du glissement sur le plan de base : l'augmentation de cission due à cette interaction est de 200 g/mm^2 lorsque la concentration augmente de 0 à 5 at. %. En élasticité isotrope, la force d'interaction dislocation-atomes dissous est la même, que la dislocation de vecteur de Burgers $\vec{a}$ glisse dans le plan de base ou dans un plan prismatique. Une augmentation due au soluté de 200 g/mm^2 est négligeable à 77 K, 200 K, 300 K et même à 400 K devant les cissions critiques qui valent respectivement 11 kg/mm^2 , 9 kg/mm^2 , 6 kg/mm^2 et 2 kg/mm^2 . Par contre, cette interaction peut concourir à l'augmentation de cission critique observée à 500 K où la cission critique ne vaut plus que 500 g/mm^2 .

6.2.2.2 - Effet des atomes dissous sur la formation des doubles décrochements.

Dans le cas où la cission critique est contrôlée par la force de Peierls-Nabarro, le mécanisme de franchissement de barrières se fait par formation et extension latérale d'un double décrochement. Ce mécanisme donne une variation de la cission critique en fonction de la température par l'intermédiaire d'une énergie d'activation dont le terme prépondérant est l'énergie de formation $2U_k$ d'un double décrochement.

Les forces élastiques exercées par les atomes dissous sur les dislocations facilitent la formation des doubles décrochements. Par exemple, des forces de flexion proportionnelles à l'effet de taille réduisent l'énergie de formation des doubles décrochements

sur les dislocations-vis. Le calcul numérique donne une réduction de 25% dans le cas de l'effet de taille du lithium, du magnésium, selon A. URAKAMI et M.E. FINE⁽¹¹¹⁾. Cet effet explique ainsi la diminution de cisssion critique due au lithium, aux températures inférieures à 450 K. Mais l'indium, qui a un effet de taille comparable, ne provoque pas de variation de la cisssion critique.

6.2.3 - LES DIFFERENTS MODELES DE GLISSEMENT DEVIE.

Le glissement dévié entre plan de base et plan prismatique, est observé dans tout le domaine de température étudié, à condition que la concentration dépasse une valeur qui dépend de la température. De plus, les lignes de glissement prismatiques observées sur la face (0001) sont bien plus longues que celles que l'on observe sur la tranche : ceci indique que les parties-coin des boucles de dislocations qui se développent dans les plans prismatiques se propagent librement, tandis que les parties-vis subissent un blocage. Un mécanisme de blocage des segments-vis est le glissement dévié, avec décomposition sur le plan de base en deux dislocations partielles de Shockley, suivant la réaction :

$$\frac{1}{3} [11\bar{2}0] = \frac{1}{3}[01\bar{1}0] + \frac{1}{3} [10\bar{1}0]$$

Une telle décomposition a été clairement observée dans le zinc⁽¹²⁴⁾ et le cadmium⁽¹¹²⁾.

Ces lignes de glissement prismatique de la tranche sont d'ailleurs d'autant plus courtes que la température augmente de 77 K à 400 K. Les observations des lignes de glissement dans la solution solide magnésium-lithium sont assez semblables.

Un autre fait expérimental ne peut être expliqué par l'effet de la contrainte de Peierls-Nabarro : c'est la diminution du coefficient de durcissement des courbes de traction en glissement prismatique à 77 K, lorsqu'on ajoute de l'indium.

6.2.3.1 - Glissement dévié du plan de base sur le plan prismatique.⁽¹¹³⁾

Friedel a proposé un mécanisme de passage d'une dislocation initialement dissociée dans le plan de base sur le plan prismatique, par recombinaison sur une longueur L . Sous l'effet de la contrainte appliquée, elle se courbe dans le plan prismatique, en faisant un angle θ (fig. 6.6).

L'énergie nécessaire à cette déviation est :

$$U_F = U_c + 2R \sin \theta E_c + 2t R(\theta - \sin \theta) - \frac{\tau b R^2}{2}(2\theta - \sin 2\theta)$$

U_c est l'énergie de constriction en A. E_c est l'énergie de recombinaison, ou énergie par unité de longueur gagnée au cours de la dissociation : elle dépend de l'énergie de faute d'empilement. t est la tension de ligne et le terme correspondant est l'énergie mise en jeu par le changement de longueur. Le dernier terme est le travail de la cisssion appliquée sur le plan prismatique: $\ell = 2 R \sin \theta$ géométriquement. L'équilibre de l'arc, sous l'effet de la contrainte τ , s'écrit $R = \frac{t}{\tau b}$.

Si τ est fixée, R est fixé et ℓ est une fonction croissante de $\sin \theta$, donc de θ . Il revient au même d'étudier U_F en fonction de ℓ et en fonction de θ .

Dans l'échantillon, les fluctuations thermiques créent un certain nombre de glissements déviés, de longueur ℓ variable ; leur nombre, par unité de longueur, est d'autant plus petit que ℓ , leur longueur est grande.

Si $(\partial U / \partial \ell)_\tau > 0$ ou $(\partial U / \partial \theta)_\tau > 0$, le glissement dévié se résorbe. Si $(\partial U / \partial \ell)_\tau < 0$ ou $(\partial U / \partial \theta)_\tau < 0$, il se développe spontanément puisqu'une augmentation de θ ou de ℓ entraîne une diminution d'énergie

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \theta} \right)_\tau = [E_c \cos \theta + t(1 - \cos \theta) - \frac{t}{2}(2 - 2\cos^2 \theta)] 2R$$

La valeur critique de θ_c pour laquelle $(\partial U / \partial \theta) = 0$ est solution de $\cos \theta = (-E_c + t) / t$. Le développement limité par θ petit donne $\theta_c \approx (\frac{2E_c}{t})^{1/2}$.

En reportant, on obtient la valeur de U_F correspondant à la formation d'un glissement dévié se développant spontanément. C'est l'énergie d'activation du glissement dévié :

$$U_F = U_c + \frac{4 t E_c \theta_c}{3\pi b}$$

soit

$$U_F = U_c + \frac{2^{5/2} E_c^{3/2} t^{1/2}}{3\pi b}$$

La vitesse de déformation, selon ce processus, s'écrit : $\dot{g} = N A b v \exp \frac{-U_F}{kT}$. N est le nombre de déviations de plan de glissement par unité de volume. Si λ est la densité de dislocation-vis ou la longueur totale de dislocation-vis par unité de volume $N = \frac{\lambda}{\ell} = \frac{\lambda}{2\rho\theta_c}$. A est l'aire balayée par un segment de dislocation-vis après la déviation, v est la fréquence de vibration d'un segment de longueur ℓ , soit $v = v_0 \frac{b}{\ell} = \frac{v_0 b}{2\rho\theta_c}$, si v_0 est une fréquence de vibration atomique. On en déduit l'expression :

$$\frac{1}{\tau T} = \frac{3}{2^{5/2} E_c^{3/2} t^{1/2}} \text{Log} \frac{A \lambda b^4 v_0}{8 E_c t \dot{g}} + 2 \text{Log} \tau - \frac{3 b U_c}{2^{5/2} E_c^{3/2} t^{1/2} T}$$

Le premier terme ne varie pas avec τ et le second peu. Donc $\tau = \frac{1}{A'T - B}$, où A est pratiquement constant (au logarithme près) et B est constant. La valeur de τ obtenue décroît lorsque T croît et on peut la comparer aux résultats expérimentaux. Cette comparaison a été faite en portant $\frac{1}{\tau T}$ en fonction de $\frac{1}{T}$: on obtient bien une droite dans le domaine $T > 450$ K dans le magnésium pur⁽⁶⁾ et l'alliage magnésium-indium à 7,9 % at.⁽¹³⁾. La solution solide magnésium-indium à 6% at. suit bien cette loi aux températures supérieures à 400 K. En dessous, la cission critique est plus faible que ne le prévoit cette loi.

La relation donnant $\frac{1}{\tau T} = A' - \frac{B}{T}$ ne peut plus être satisfaite si $T > \frac{B}{A'}$: il apparaît ainsi une température limite en-dessous de laquelle le mécanisme de Friedel ne peut pas se produire. Cette température limite

$$T_L = U_C/k \text{ Log } \left[\frac{A \lambda b^4 v_o \tau^2}{8E_c t} \right]$$

dépend de U_C , énergie de constriction. U_C est de l'ordre de $\frac{\mu b^2 e^B}{15}$ si e^B est la largeur de la dissociation⁽¹¹⁴⁾. Avec l'énergie de faute d'empilement de 300 erg/cm² pour le magnésium, on trouve $e^B \approx 2,5b$ et $U_C \approx 3,6 \cdot 10^{-13}$ erg, ce qui donne T_L de l'ordre de 80 K.

Le mécanisme de Friedel est donc possible dans le domaine de température étudié, mais à lui seul il ne fixe pas la cisssion critique pour $T < 400$ K. Un autre mécanisme s'y superpose. Pour que ce mécanisme joue, il faut qu'il y ait des sources de dislocations dans les plans prismatiques, en-dehors des arcs de dislocations fournis par le mécanisme de Friedel. La possibilité de glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base peut alors être envisagée.

6.2.3.2 - Glissement dévié avec redissociation sur le plan de base.⁽¹¹⁵⁾

ESCAIG a évalué les possibilités de redissociation sur le plan de base de l'arc de dislocation qui a dévié dans le plan prismatique. Cette possibilité n'apparaît que lorsque la flèche de l'arc atteint la valeur d'une distance atomique. La flèche $h(\tau)$ se calcule par $h(\tau) \cdot 2R = \frac{\lambda^2}{4}$; $h(\tau) = R \frac{\sin^2 \theta}{2} = \frac{t}{\tau b} \frac{\sin^2 \theta_c}{2}$. $h(\tau)$ croît lorsque τ décroît : donc $h(\tau)$ augmente lorsque la température augmente. La valeur de τ donnant $h(\tau) = a$ correspond à la cisssion critique à 800 K environ. Dans le domaine de température étudié, la possibilité de redissociation de l'arc dévié est exclue et l'énergie d'activation est celle prévue par Friedel.

6.2.3.3 - Glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base.

L'observation du glissement dévié et du glissement prismatique aux températures inférieures à celles où le mécanisme de Friedel est possible montre qu'il existe des sources dans les plans prismatiques émettant des dislocations qui assurent la déformation.

Le glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base est alors un mécanisme de blocage pour les parties vis : il se forme des empilements jusqu'à ce que la contrainte due à ces empilements bloque la source correspondante. REGNIER⁽¹¹⁶⁾ propose deux mécanismes de déblocage de ces empilements. A une température suffisante, pour que le mécanisme de Friedel soit possible, ces dislocations peuvent repartir dans les plans prismatiques. A plus basse température, la seule possibilité est que les dislocations-vis se déplacent dans le plan de base, sous l'effet de la contrainte de répulsion due à l'empilement et s'annihilent avec une dislocation de signe contraire provenant d'un empilement voisin (fig. 6.7). Le premier mécanisme explique bien les lignes de glissement ondulées que l'on observe à partir de 400 K dans le magnésium pur et l'alliage (photos 17, 61). Le second donne des lignes de glissement prismatique avec glissement dévié aux extrémités, analogue à celles qu'on observe à 77 K dans la solution solide (photo 31). Dans le magnésium pur, à 77 K, le nombre de sources pouvant opérer dans les plans prismatiques semble plus grand.

Dans le magnésium pur et la solution solide magnésium-indium, la décroissance de la cission critique entre 77 K et 400 K s'explique par le passage progressif d'un mécanisme à l'autre. Dans le beryllium, ceci correspondait à la partie décroissante de la courbe cission critique en fonction de la température au-dessus de la température ambiante.

La température limite à partir de laquelle peut se produire le mécanisme de Friedel dépend principalement de U_c , énergie de cons-

triction. U_c est proportionnelle à e^B et e^B vaut $\frac{\mu b_1 b_2}{4\pi\gamma}$, si b_1 b_2 sont les vecteurs de Burgers des dislocations partielles et γ l'énergie de faute d'empilement. Ainsi la température limite pour le mécanisme de Friedel varie de façon très sensible avec l'énergie de faute d'empilement sur le plan de base.

En comparant les photographies 21, 24 et 26, on constate que les lignes de glissement prismatique sont moins rectilignes sur la tranche des éprouvettes de solution solide que dans celles de magnésium pur. Il semble que la part du mécanisme de Friedel soit plus importante dans l'alliage et que ce mécanisme puisse jouer dès 77 K. La température T_L proportionnelle à U_c semble donc un peu plus faible et γ un peu plus élevée. Comme l'a montré P. REGNIER⁽¹¹⁸⁾, un calcul précis de U_c est impossible sans connaissance de la structure du coeur de la dislocation puisque e^B est compris entre $2b$ et $3b$.

Dans le domaine 77 K-400 K, la cisssion critique n'est pas fixée par le mécanisme de Friedel. On peut remarquer que, pour une température nettement supérieure à T_L , la cisssion critique prévue par ce mécanisme ne dépend pas beaucoup de l'énergie de faute d'empilement. En effet, τ peut se mettre sous la forme :

$$\tau = \frac{1}{A'(T-T_L)}$$

avec :

$$A' = \frac{3bk}{2^{5/2} E_c^{3/2} t^{1/2}} \text{Log} \frac{\lambda b^4 v_o \tau^2}{8Rt\dot{\epsilon}}$$

L'énergie de recombinaison ne dépend que du logarithme de l'énergie de faute d'empilement :

$$E_c = \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi} \text{Log} \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi\gamma b}$$

d'après Friedel.⁽¹¹⁵⁾ τ varie donc peu avec l'énergie de faute d'empilement, sauf si $T-T_L$ est petit et varie comme T_L . Il est difficile de calculer une cisssion critique à partir du second mécanisme. Le nombre de dislocations dans les empilements ne dépend que de la cis-

sion critique sur le plan de base pour des éprouvettes parfaitement orientées. Dans le magnésium, la cission sur le plan de base due à l'erreur d'orientation est loin d'être négligeable devant la cission critique sur le plan de base. Dans ce cas, les résultats expérimentaux concernant la cission critique pour le glissement prismatique doivent être très dispersés, selon l'erreur d'orientation : c'est ce qui serait observé aux températures inférieures à 77 K. Dans la solution solide, cet effet est plus faible, puisque la cission critique sur le plan de base à 77 K est multiplié par 5 ou 6.

Les cissions sur les plans prismatiques nécessaires à la création des empilements dépendent de leur longueur et donc de la répartition des sources dans les plans prismatiques. Ainsi, les cissions nécessaires au développement des sources interviennent, et en particulier la force de frottement du réseau. On peut cependant penser qu'un tel mécanisme donne une courbe de traction à coefficient de durcissement assez fort car les sources opérantes sont de plus en plus difficiles à activer. La diminution du coefficient de durcissement à 77 K, lorsqu'on passe du magnésium pur à l'alliage, indique également que ce mécanisme de déblocage des empilements a moins d'importance relativement au mécanisme de Friedel, dans la solution solide.

6.2.3.4 - Activation thermique du glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base.

L'idée que le glissement dévié de segments de dislocation-vis du plan prismatique sur le plan de base, avec dissociation sur le plan de base, est activé thermiquement, a été proposée pour expliquer deux observations dans le glissement prismatique du beryllium. L'augmentation de la limite élastique macroscopique dans le domaine de température 200 K-300 K et la diminution de longueur des lignes de glissement sur la tranche des éprouvettes, lorsque la température augmente, ont été mises en évidence par REGNIER⁽¹¹⁸⁾.

Dans le magnésium pur, les lignes de glissement sont inobservables à 200 K. Dans l'alliage magnésium-indium, par contre, la comparaison des micrographies prises après traction à 77 K (photo 24) et à 200 K (photo 43) semblent analogues à ce que l'on observe dans le beryllium. Mais, du fait que le mécanisme de Friedel semble jouer dès 77 K, la partie étudiée de la courbe cisssion critique fonction de la température, n'est analogue qu'au domaine de température $T > 300$ K de la même courbe dans le beryllium.

Si le blocage des dislocations-vis par dissociation sur le plan de base est activé thermiquement, la longueur des empilements dépend de la température. Lorsqu'on compare la solution solide magnésium-indium au magnésium pur, deux effets contraires peuvent laisser la cisssion critique et la cisssion pour une déformation faible donnée inchangée : la cisssion critique sur le plan de base augmentant, le nombre n de dislocations dans l'empilement augmente, mais il suffit d'une petite augmentation de l'énergie d'activation du blocage pour que la longueur de l'empilement augmente. La longueur ℓ , le nombre n et la cisssion critique ne sont pas liés par la relation $\tau = \frac{\mu n b}{\pi(1-\nu)\ell}$ (HIRTH et LOTHE⁽¹¹⁹⁾). Chaque dislocation nouvelle ne provoque pas le déplacement des dislocations déjà empilées, car celles-ci sont dissociées sur le plan de base, donc non glissiles dans le plan prismatique. Néanmoins, τ est une fonction croissante de n et décroissante de ℓ . Ainsi, ℓ et n augmentant, la cisssion peut rester constante, mais les lignes de glissement deviendront plus longues et plus épaisses.

Selon REGNIER et DUPOUY⁽¹¹⁶⁾ le passage d'une dislocation parfaite du plan prismatique dans le plan de base n'est pas activé. L'énergie d'activation ne s'explique qu'avec l'hypothèse de la dissociation des dislocations dans le plan prismatique. Deux dissociations sont proposées⁽¹¹⁷⁾ :

$$\frac{1}{3} [11\bar{2}0] \rightarrow \frac{1}{18} [24\bar{6}3] + \frac{1}{18} [42\bar{6}3]$$

$$\frac{1}{3} [11\bar{2}0] \rightarrow \frac{2}{3} [11\bar{2}0] + \frac{1}{3} [11\bar{2}0]$$

La seconde est préférée car l'empilement fautif correspond à l'empilement des plans $\{112\}$ du réseau cubique centré où les atomes occupent les sites d'un réseau rectangulaire de côté $a_1\sqrt{2}$ et $a\frac{\sqrt{3}}{2}$ si a_1 est le paramètre du cube (fig..6.5).

L'énergie de faute d'empilement correspondante est d'autant plus faible que la différence d'énergie libre entre la phase cubique centré et la phase hexagonal compact est faible. Le glissement des dislocations dans les plans prismatiques est d'autant plus facile que les dislocations sont plus dissociées, donc que l'énergie de faute est plus faible. Ceci est assez bien vérifié quand on examine le glissement prismatique des métaux hexagonaux pur et la température de transition de la phase hexagonale à la phase cubique centré.

L'énergie mise en jeu pour le glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base est $2 U_c^D + \lambda(E_{cp} - E_{cb})$ où U_c^D est l'énergie de formation d'un pincement sur le plan prismatique lorsque λ est grand. E_{cp} et E_{cb} sont les énergies de recombinaison sur les plans prismatiques et sur le plan de base. Pour λ petit, un calcul plus soigneux est nécessaire car il y a des forces d'interaction entre les segments du pincement et le reste de la ligne et entre les deux segments bordant les pincements. Ce calcul est délicat à cause de la faible largeur de la dissociation : on trouve une longueur critique de 5 à 20 distances interatomiques lorsque $\frac{E_{cp}}{E_{cb}} < 1$ ⁽¹¹⁶⁾. Remarquons que $E_{cp}/E_{cb} < 1$ est la condition pour que l'énergie $2 U_c^D + \lambda(E_{cp} + E_{cb})$, valable pour λ assez grand, décroisse lorsque λ croît.

C'est donc la condition pour que le glissement dévié amorcé sur une petite longueur critique s'étende à toute la longueur de la partie-vis d'une boucle de dislocation.

Dans l'énergie d'activation, le terme correspondant à U_c^D est proportionnel à e_p , largeur de la dissociation sur le plan prismatique ; e_p est inversement proportionnelle à l'énergie de faute

sur le plan prismatique γ_p . Donc U_C^P varie rapidement avec l'énergie de faute sur le plan prismatique. Par contre, E_{cp} et E_{cb} ne varient que lentement avec les énergies de faute d'empilement correspondante

$$E_{cp} = \frac{\mu}{2\pi} \frac{2}{9} b^2 \text{ Log } \frac{\mu b}{9\pi\gamma_p} \quad \text{et} \quad E_{cb} = \frac{\mu}{2\pi} \frac{b^2}{2} \text{ Log } \frac{\mu b}{4\pi\gamma_b}$$

Ainsi, l'énergie d'activation varie légèrement avec l'énergie de faute d'empilement sur le plan de base.

Nous avons déjà supposé que l'indium augmentait légèrement γ_b . E_{cb} diminue un peu et l'énergie d'activation augmente légèrement : ceci donne bien une augmentation de longueur des empilements qui compense l'accroissement du nombre de dislocations dans l'empilement.

Par contre le lithium abaisse probablement l'énergie de faute d'empilement sur le plan prismatique puisqu'il existe une phase cubique centrée pour les concentrations en lithium dépassant 25 % at. L'énergie correspondant au passage du plan prismatique sur le plan de base d'un segment vis dissocié est augmentée car U_C^P croît assez fortement et E_{cp} plus faiblement. La longueur des empilements est augmentée et cet effet l'emporte sur l'augmentation du nombre de dislocations dues à l'accroissement de la cission critique sur le plan de base.

Pour discuter en détail tous ces glissements déviés, les mesures d'énergie de faute d'empilement et leurs évaluations théoriques font défaut. Seules sont connues quelques énergies de faute d'empilement sur le plan de base des métaux purs : zinc et magnésium.⁽¹²⁰⁾ Beaucoup d'évaluations utilisent, par analogie avec les métaux cubiques à faces centrées, la déformation nécessaire à l'apparition du second stade de la courbe de traction, mais la corrélation entre ce paramètre et l'énergie de faute d'empilement ne repose sur rien dans les métaux hexagonaux puisque le stade II, lorsqu'il est bien expliqué, correspond au déclenchement du glissement pyramidal de seconde espèce. Les dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ ne se développent pas par glissement dévié à partir des dislocations $\vec{a}$. Il n'y a aucune mesure de l'effet des solutés sur l'énergie de faute d'empilement du magnésium.

6.3 - Interprétation des propriétés du glissement pyramidal de seconde espèce.

La distance entre plans $(11\bar{2}2)$ voisins est très faible : 1,366 Å. De plus, le coefficient de durcissement est fort et la cission critique reste forte lorsque la température croît jusqu'à 470 K. Le modèle de Peierls Nabarro ne peut rendre compte ni de l'existence, ni des propriétés de ce mode de déformation.

L'existence de ce système de glissement est liée à la présence et à la stabilité de dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c} + \vec{a} = \frac{1}{3} [11\bar{2}3]$. Elles peuvent être formées par réaction d'une dislocation $\vec{c}$ avec une dislocation normale de vecteur de Burgers $\vec{a} = \frac{1}{3} [11\bar{2}0]$, mais elles peuvent aussi se décomposer suivant la réaction inverse. Comme les vecteurs $[0001]$ et $\frac{1}{3} [11\bar{2}3]$ sont perpendiculaires, la décomposition ou la recombinaison ne provoque aucune variation de l'énergie élastique, en première approximation. Les calculs d'élasticité avec anisotropie des constantes élastiques ont montré que les dislocations-coin $\vec{c} + \vec{a}$ étaient instables^(121,122). Pour les dislocations-vis, les énergies d'une dislocation $\vec{a}$, d'une dislocation $\vec{c}$, d'une dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ sont respectivement proportionnelles à $0,167 a^2$, $0,184 c^2$ et $0,177 (a^2 + c^2)$; les coefficients numériques ont été calculés à 300 K par E.S. FISHER et L.C.R. ALFRED⁽¹²³⁾. En remplaçant a et c par leurs valeurs, une unité de longueur de dislocation $(\vec{c} + \vec{a})$ a son énergie proportionnelle à $6,63 \cdot 10^{-4}$ erg/cm. Un centimètre de dislocation-vis $\vec{a}$ plus un centimètre de dislocation-vis $\vec{c}$ ont une énergie proportionnelle à 6,65 erg/cm. La stabilité est très faible. Les coefficients dépendent de la température dans la mesure où les constantes élastiques dépendent de la température. Il n'y a pas, malheureusement, de mesures des constantes élastiques aux températures supérieures à la température ambiante. Mais il

semble que la décomposition des dislocations $(\vec{c}+\vec{a})$ explique la disparition à 470 K du glissement pyramidal de seconde espèce observé dans le magnésium pur, puisque J.F. STOHR et J.P. POIRIER⁽¹⁰⁰⁾ n'observent plus de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ au microscope électronique, dans les lames minces provenant d'échantillons déformés aux températures supérieures à 470 K. Il n'est pas impossible que les éléments en solution solide modifient cette température en changeant légèrement les constantes élastiques.

Mais une dissociation des dislocations de vecteur de Burgers $\frac{1}{3} [11\bar{2}3] = \vec{c}+\vec{a}$ en deux dislocations partielles est également possible, suivant la réaction $\frac{1}{3} [11\bar{2}3] \rightarrow \frac{1}{6} [20\bar{2}3] + \frac{1}{6} [02\bar{2}3]$. Ces dislocations partielles ont pour vecteur de Burgers la somme d'un vecteur de Burgers de Shockley $\frac{1}{3} [10\bar{1}0]$ et de Frank $\frac{1}{2} [0001]$. La faute d'empilement qui les sépare est une faute simple sur le plan de base, donc une faute de faible énergie⁽¹²⁴⁾. Les boucles de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ ont leur partie-coin à l'intersection du plan pyramidal $(11\bar{2}2)$ et du plan de base : ainsi, le déplacement de la partie-vis correspond à la formation des lignes de glissement sur la face (0001) et les lignes de glissement sur la tranche correspondent au mouvement des parties-coin. L'observation des lignes de glissement à 77 K et 200 K (photos 34-35-37-39-47-49) montre que les dislocations -vis se déplacent moins que les dislocations-coin. Ceci a été observé dans le magnésium pur déformé aux températures inférieures à 270 K par J.F. STOHR et J.P. POIRIER. Mais, à 300 K, le mécanisme de blocage des parties-coin par dissociation avec faute d'empilement sur le plan de base doit jouer. Dans le magnésium pur, selon J.F. STOHR, P. REGNIER et J.M. DUPOUY, des lignes de glissement plus courtes sont observées à 300 K, après compression. Nous avons observé quelques traces dans un échantillon à faible concentration (0,5 % at.) faiblement déformé. Dans un échantillon plus concentré, le glissement prismatique, surtout, est visible (photos 58-59). Mais la déformation était nettement plus forte et la forme de la courbe de traction (fig. 4.14, n° 24) indique que le glissement pyramidal a dû jouer un rôle en faible déformation. Dans les solutions solides magnésium-indium à 300 K, le glissement prismatique se déclenche

après une certaine déformation.

Le mécanisme qui explique la décroissance de la cission critique pour le glissement pyramidal de seconde espèce du magnésium pur lorsque la température croît de 77 à 200 K est inconnu : il n'est pas possible, par conséquent, d'interpréter la faible diminution de cission critique observée à 77 K pour le glissement pyramidal de seconde espèce lorsque la concentration augmente. La nécessité de former des dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ mobiles par interaction de dislocations $\vec{a}$ avec des dislocations $\vec{c}$ sessiles joue peut-être un rôle, mais la densité de dislocations $\vec{c}$ est mal connue.

6.4 - Les modes de maclage.

6.4.1 - LE MACLAGE $\{10\bar{1}2\}$.

Une des raisons pour laquelle l'observation du glissement prismatique est facilitée par l'addition d'indium est l'augmentation de la cission critique, sur le plan de base. Une autre est le fait que la déformation à 300 K provoque moins facilement des macles $\{10\bar{1}2\}$ dans la solution solide que dans le magnésium pur. Dans l'étude du glissement sur le plan de base également, la non apparition d'un second stade dans la courbe de traction est due au moins grand nombre de macles $\{10\bar{1}2\}$. D'autres solutés, comme le thorium et le lithium, rendent ce maclage plus difficile⁽⁹⁶⁾.

La variation du rapport c/a ne suffit pas expliquer ce fait. En effet le maclage $\{10\bar{1}2\}$ se produit en compression suivant le plan de base si $c/a > \sqrt{3}$ et en traction si $c/a < \sqrt{3}$ à cause du cisaillement de maclage. L'addition de soluté augmente légèrement le rapport c/a mais celui-ci reste différent de $\sqrt{3}$.

Le mécanisme proposé pour la formation de ces macles fait intervenir des dislocations de vecteur de Burgers $[10\bar{1}0]$ ⁽¹²⁵⁾. L'augmentation de cission critique sur le plan de base rend peut-être plus difficile la formation de ces dislocations par réaction de deux dislocations du type $\frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$.

6.4.2 - LE MACLAGE $\{10\bar{1}1\}$.

Les bandes de déformation parallèles au plan $(10\bar{1}1)$ se forment plus facilement à 77 K dans la solution solide magnésium-indium que dans le magnésium pur. Elles contiennent, entre autre, des macles $(10\bar{1}1)$ et des macles voisines proches de $(30\bar{3}4)$.

Ces macles, très fines, sont également observées dans l'alliage fragile hexagonal compact cuivre à 13,5% at. de germanium⁽¹²⁶⁾. Les surfaces de clivage sont également parallèles au plan $(10\bar{1}1)$. Les macles $\{10\bar{1}1\}$ constituent des obstacles infranchissables pour les dislocations $\frac{1}{3} [11\bar{2}0]$ et les empilements de dislocations de ce type ayant glissé sur le plan prismatique ou le plan de base peuvent provoquer la formation de fissures de clivage.

Deux mécanismes de formation ont été proposés pour les macles $\{10\bar{1}1\}$: le premier, dû à THORTON⁽¹²⁶⁾, met en jeu une dislocation de vecteur de Burgers $[10\bar{1}2]$. Le second se produit, comme le maclage $\{10\bar{1}2\}$, par la combinaison de deux dislocations de vecteur de Burgers $\frac{1}{3} [2110]$ et $\frac{1}{3} [\bar{1}\bar{1}20]$ (D.G. WESTLAKE⁽¹²⁷⁾). Remarquons que le second mécanisme n'explique pas l'influence contradictoire du soluté sur la fréquence des modes de maclage $\{10\bar{1}2\}$ et $\{10\bar{1}1\}$. Par contre, la présence du glissement pyramidal de seconde espèce rend plus plausible le premier mécanisme puisque le vecteur de Burgers inaccoutumé $[10\bar{1}2]$ peut être obtenu par la combinaison de deux dislocations de vecteur de Burgers $\frac{1}{3} [11\bar{2}3]$ et $\frac{1}{3} [2\bar{1}\bar{1}3]$.

-oOo-

CHAPITRE 7

CONCLUSION

Nous nous étions proposés d'étudier l'effet des atomes de soluté sur les valeurs des cisssions critiques pour tous les plans de glissement possibles des cristaux de solution solide de magnésium-indium.

Pour le *glissement sur le plan de base*, nous pouvons présenter nos résultats de la façon suivante :

1) L'addition d'atomes de solutés d'indium dans une matrice de magnésium produit un durcissement : à 77 K, la valeur de la cisssion critique passe de 0,11 kg/mm² pour le magnésium pur, à 0,36 kg/mm² pour une solution solide à 3% atomique d'indium et à 0,9 kg/mm² pour une solution solide à 10% atomique ; à 300 K, ces valeurs sont respectivement égales à 0,06, 0,15 et 0,34 kg/mm².

2) A 77 et à 300 K, la valeur de la cisssion critique suit une loi en $c^{2/3}$ en fonction de la concentration c en indium dans le domaine de concentration de 0 à 3% at. Pour les concentrations supérieures, il apparaît un crochet de traction ; les valeurs mesurées pour les cisssions critiques sont alors fortement dispersées et elles sont, en général, supérieures ou égales aux valeurs extrapolées à partir de la loi précédente ; dans les mêmes conditions, la déformation est hétérogène et elle progresse par l'extension latérale d'une ou de plusieurs bandes de Piobert-Lüders.

3) Aux températures inférieures à la température ambiante, la décroissance de la cission critique en fonction de la température est d'autant plus marquée que la concentration en indium est plus élevée. Dans le domaine de température 350-500 K, il apparaît une instabilité de la déformation en relation avec un effet Portevin -Le Chatelier pour des concentrations supérieures à 3% at. d'indium.

4) La loi de variation de la cission critique en $c^{2/3}$ peut s'interpréter dans le cadre de la théorie statistique préparée par LABUSCH⁽²⁸⁾, bien que celle-ci ne permette pas de retrouver la valeur du coefficient de proportionnalité ; en effet, elle ne s'applique rigoureusement qu'à 0 K et, en outre, l'interaction élastique de la dislocation et de l'atome de soluté qu'elle suppose ne correspond pas à l'effet attendu de divers solutés donnant des effets de taille et des effets de module différents.

5) L'apparition du crochet de traction et de l'effet de Portevin-Le Chatelier semble être liée à un phénomène d'ordre à courte distance.

L'étude du *glissement sur un plan prismatique* nous a conduits aux résultats suivants :

1) L'existence du glissement, identifié par l'observation des lignes de glissement sur deux types de faces de l'éprouvette, se produit dans des conditions bien particulières d'orientation : axe de traction parallèle à quelque vingt minutes d'arc près au plan de base et proche de la direction $[10\bar{1}0]$. Il a été observé, à toutes les températures de 77 K à 500 K, pourvu que la concentration d'indium soit suffisante. Il est très rarement simple car on observe des lignes de glissement sur le plan de base, ou un système prismatique conjugué, ou du glissement pyramidal de seconde espèce, selon l'orientation. Ceci introduit une dispersion sur la valeur des cissions critiques et la forme de la courbe de traction.

2) Compte-tenu de cette dispersion, la concentration n'a pas d'effet sur les cissions critiques de 11,5 kg/mm² à 77 K, 8,5 kg/mm² à 200 K, 6 kg/mm² à 300 K, 2 kg/mm² à 400 K. A 500 K, par contre, elle augmente de 0,5 à 0,8 kg entre 0 et 0,8% at.

3) L'influence de la température sur la cission critique est la même que dans le magnésium pur, jusqu'à 450 K. Mais la contrainte au palier, atteinte vers 500 K, augmente avec la concentration.

4) Les différents modèles de glissement dévié⁽¹¹³⁻¹¹⁶⁾ permettent de rendre compte du fait que les lignes de glissement changent d'aspect sans que la cission critique soit modifiée lorsqu'on ajoute de l'indium. Ni ce modèle, ni celui de la force de frottement du réseau ne permettent de calculer la valeur de la cission critique et sa variation avec la température ; en particulier, la force de frottement des plans prismatiques "rugueux" ne peut être calculée.

Le *glissement pyramidal de seconde espèce* a également été observé ; il présente les caractéristiques suivantes :

1) Il se produit surtout lorsque l'axe de traction est proche de la direction $[11\bar{2}0]$ à 77 K, 200 K, 300 K. Il apparaît également par compression suivant $[0001]$. Il est toujours double ou multiple. La courbe de traction a un coefficient de durcissement fort, si bien que le glissement prismatique intervient après une certaine déformation dans la solution solide à 200 K et 300 K.

2) La cission critique à 77 K décroît légèrement lorsqu'on ajoute de l'indium de 11 kg/mm² à 8 kg/mm² pour 4% at. d'indium.

3) Dans la solution solide à 2% at. comme dans le magnésium pur, la cission critique décroît très rapidement entre 77 K et 200 K.

4) Le modèle proposé pour interpréter la variation de la microlimite élastique du magnésium pur avec la température entre

200 K et 470 K⁽¹⁰⁰⁾ ne s'applique pas au domaine 77 K-200 K. La variation de la cission critique pour le glissement pyramidal de seconde espèce, avec la concentration en indium à 77 K, ne peut donc pas être interprétée.

Malgré une augmentation de la cission critique pour le glissement sur le plan de base, l'indium ne doit pas augmenter de façon sensible la ductilité des polycristaux à basse température : les cissions critiques, pour les glissements prismatiques et pyramidaux, ne sont, en effet, que peu modifiées et l'observation plus fréquente de ces deux modes de déformation n'est qu'un effet indirect du durcissement du glissement sur le plan de base et de l'inhibition du maclage.

-oOo-

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - W.F. SHEELY, R.R. NASH - Trans. AIME, 218, p. 416, 1960
- 2 - Z.S. BASINSKI - Austral. J. of Physics, 13, p. 284, 1960
- 3 - P.B. HIRSCH, J.S. LALLY - Phil. Mag., 12, p. 595, 1965
- 4 - J.V. SHARP, J.W. CHRISTIAN - Phys. Stat. Sol., 11, p. 845, 1965
- 5 - H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI - Trans. Jap. Instr. Met., 3, p. 220, 1962
- 6 - P.W. FLYNN, J.D. MOTE, J.E. DORN - Trans. AIME, 221, p. 1148, 1961
- 7 - J.F. STOHR, P. REGNIER, J.M. DUPOUY - Mém. Scient. Rev. Métallurgie, LXVIII, 1, p. 49, 1971
- 8 - E.D. LEVINE, W.F. SHEELY, R.R. NASH - Trans. AIME, 215, p. 521 1959
- 9 - A. AKHTAR, E. TEGHTSOONIAN - Acta Met., 17, p. 1339, 1969
- 10 - H. SCHARF, P. LUKAC, M. BOCEK, P. HAASEN - Z. Metallk., 59, p. 799, 1968
- 11 - A. AKHTAR, E. TEGHTSOONIAN - Phil. Mag., 25, p. 897, 1972
- 12 - R.M. QUIMBY, J.D. MOTE, J.E. DORN - Trans. A.S.M., 55, p. 149 1962
- 13 - A. AHMADIEH, J. MITCHELL, J.E. DORN - Trans. AIME, 233, p. 1130 1965
- 14 - G. SCHOECK - Phys. Stat. Sol., 8, p. 499, 1965
- 15 - L.J. SLUTSKY, C.W. GARLAND - Phys. Rev., 107, p. 972, 1957
- 16 - H. CONRAD, R. ARMSTRONG, H. WIEDERSICH, G. SCHOECK - Phil. Mag., 6, p. 177, 1961
- 17 - B.J. BRINDLEY, P.J. WORTHINGTON - Met. and Mat. and Met. Rev., 4, 9, p. 101, 1970
- 18 - P. BACH - Thèse de docteur-ingénieur, Nancy, 1969
- 19 - N.F. MOTT, F.R.N. NABARRO - Rep. on Strength of Solids, p. 1. The Physical Society - London, 1948
- 20 - N.F. MOTT - Imperfection in nearly perfect crystals, p. 179, Ed. Shockley. J. Wiley & Sons, New York, 1952
- 21 - R. LABUSCH - Acta Met., 20, p. 917, 1972
- 22 - F.R.N. NABARRO - Journ. of Less Com. Metals, 28, p. 257, 1972
- 23 - J. FRIEDEL - Elect. Microscopy and strength of crystals, p. 634 Ed. Thomas, Washburn, Interscience pub., Berkeley, 1963
- 24 - J. FRIEDEL - "Dislocations", p. 224, Pergamon Press, 1964

- 25 - R.L. FLEISCHER, W.R. HIBBARD - Relation between structure and strength in metals and alloys. p. 262, London HMSO, 1963
- 26 - J.E. FOREMAN, J.J. MAKIN - Phil. Mag., 14, p. 911, 1967
- 27 - T. STEFANSKY, J.E. DORN - Trans. AIME, 245, p. 1869, 1969
- 28 - R. LABUSCH - Phys. Stat. Sol. b, 41, p. 659, 1970
- 29 - B.R. RIDDHAGNI, R.M. ASIMOW - J. Appl. Phys. 39, p. 4144, 1968
- 30 - R.L. FLEISCHER - Strengthening in Metal, p. 93, Ed. D. Peckner, Reinbold, 1964
- 31 - P. HAASEN - Trans. Jap. Inst. Metals, Suppl. 8, p. 110, 1968
- 32 - P. JAX, P. KRATOTCHVIL, P. HAASEN - Acta Met., 18, p. 237, 1971
- 33 - H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI - Trans. Jap. Inst. Met., 4, p. 134 1963
- 34 - J. Van der PLANKEN, A. DERUYTTERE - Acta Met., 14, p. 451, 1969
- 35 - A. KIDRON, P.S. RUDMAN - Acta Met., 11, p. 1011, 1963
- 36 - P. KRATOTCHVIL, E. NERADOVA - Czech. Jour. of Physics, B 21, p. 1273, 1971
- 37 - J. FRIEDEL - Dislocations, p. 380, Pergamon Press
- 38 - T. SUZUKI - Dislocations dynamics. Ed. Rosenfield, p. 551, 1968
- 39 - P. FELTHAM - Brit. Journ. Appl. Phys., 2, p. 303, 1968
- 40 - J. FRIEDEL - Phil. Mag., 46, p. 514, 1955
- 41 - J. FRIEDEL - Dislocations. Pergamon Press, p. , 1964
- 42 - J.D. ESHELBY - Sol. State Phys., V. 3, p. 79, 1956
- 43 - J.D. ESHELBY - Proc. Roy. Soc., A 241, p. 376, 1957
- 44 - H. STEHLE, A. SEEGER - Z. Phys., 146, p. 217, 1956
- 45 - N. DOUKHAN, G. SAADA - Journ. de Physique, 33, p. 915, 1972
- 46 - J.D. ESHELBY - Progr. Sol. Mech. II, p. 87, North Holland Pub. Company, Amsterdam, 1961
- 47 - I. SAXL - Czech. Journ. of Phys., B 14, p. 381, 1964
- 48 - S. EROS, C.S. SMITH - Acta Met., 9, p. 14, 1961
- 49 - H. SCHARF, H.G. FRIEDEL - Z. Mettalk., 58, p. 729, 1967
- 50 - A.R. WAZZAN, L.B. ROBINSON - Phys. Rev., V. 155, p. 586, 1967
- 51 - D. HARDIE, R.N. PARKINS - Phil. Mag., 4, p. 815, 1959
- 52 - F.W. von BATCHELDER, R.F. RAEUCHLE - Phys. Rev., 105, p.59, 1957
- 53 - R.S. BUSK - J. Metals, 188, p. 1460, 1950
- 54 - J.G. BYRNE - Acta Met., 9, p. 1037, 1961
- 55 - J.G. BYRNE - Acta Met., 11, p. 1023, 1963
- 56 - G.R. PIERCY, R.W. CAHN, A.H. COTTRELL - Acta Met., 3, p. 331 1955

- 57 - T.E. MITCHELL, P.R. THORNTON - Phil. Mag., 8, p. 1127, 1963
- 58 - T.J. KOPPENAAAL, M.E. FINE - Trans. AIME, 221, p. 1178, 1961
- 59 - P. CHASLEY, M.P.E. DESVAUX - Trans. AIME, 236, p. 937, 1966
- 60 - C. SCHWINK, H. TRAUB - Phys. Stat. Sol., 30, p. 387
1968
- 61 - B.J. BRINDLEY, D.J.H. CORDEROY, R.W.K. HONEYCOMBE - Acta Met.,
10, p. 1043, 1962
- 62 - T.C. TISONE, J.O. BRITTAIN, M. MESHII - Phys. Stat. Sol., 36,
p. 479, 1969
- 63 - J.D. MOTE, K. TANAKA, J.E. DORN - Trans. AIME, p. 221, p. 858,
1961
- 64 - H. SUZUKI - Disloc. and Mechan. Prop. of Crystals. J. Wiley
& Sons, 1957
- 65 - J.C. FISHER - Acta Met., 2, p. 9, 1954
- 66 - P.A. FLINN - Acta Met., 6, p. 631, 1958
- 67 - R.A. KLOSKE, M.E. FINE - Trans. AIME, 245, p. 217, 1969
- 68 - J.J. SVITAK, R.M. ASIMOW - Trans. AIME, 245, p. 209, 1969
- 69 - A.A. HENDRICKSON, M.E. FINE - Trans. AIME, 221, p. 103, 1961
- 70 - URAKAMI, M.E. FINE - Proced. Second. Int. Conf. on strength
of Met. and alloys. Pacific Grove, p. 272, 1970
- 71 - J. GUILLOT, J. GRILHE - Acta Met., 20, p. 294, 1972
- 72 - J.R. McEWEM, B. RAMASWAMI - Phil. Mag., 22, p. 1025, 1970
- 73 - H.M. TENSI, W. PLESS - Z. für Metallk., 63, p. 479, 1972
- 74 - P. PENNING - Acta Met., 20, p. 1169, 1972
- 75 - A.T. CHURCHMAN - Proc. Roy. Soc., 226, p. 216, 1954
- 76 - C. BREHM, P. LEHR - Mém. Sci. Rev. Mét., LXVIII, p. 277, 1971
- 77 - E.J. RAPPERPORT, C.S. HARTLEY - Trans. AIME
- 78 - A. AKHTAR, A. TEGHTSOONIAN - Acta Met., 19, p. 655, 1971
- 79 - E.D. LEVINE - Trans. AIME, 236, p. 1558, 1966
- 80 - C. BREHM, P. LEHR - Metan. Corrosion Ind., 46, p. 253, 1971
- 81 - A. AKHTAR - Acta Met., 21, p. 1, 1973
- 82 - P. REGNIER, J.M. DUPOUY - Trans. Jap. Inst. Met., 9 suppl.,
p. 956, 1968
- 83 - G. LONDON, V. DAMIANO, H. CONRAD - Trans. AIME, 242, p. 987,
1968
- 84 - R.L. BELL, R.W. CAHN - Proc. Roy. Soc., A 239, p. 494
- 85 - P.B. PRICE - Phil. Mag., 5, p. 873, 1960
- 86 - E.J. STOFEL, D.S. WOOD - Fracture of solids, p. 521,
Ed. D.G. Drucker, J.J. Gilman, Gordon and Breach, 1962

- 87 - K.H. ADAMS, T.C. BLISH, T. VREELAND Jr. - Mat. Sci. Eng., 2, p. 201, 1967
- 88 - F.F. LAVRENT'YEV, O.P. SALITA, V.I. STARTSEV - Phys. Metal. Metallov., 21, P. 97, 1966
- 89 - P.B. PRICE - Journ. Appl. Phys., 32, p. 1750, 1961
- 90 - N.S. STOLOFF, M. GENSAMER - Trans. AIME, 224, p. 732, 1962
- 91 - J.J. GILMAN - Trans. AIME, 221, p. 456, 1961
- 92 - J. KRASOVA, P. KRATOTCHVIL - Phys. Stat. Sol. a, 7, p. 255, 1971
- 93 - W.R. TYSON - Acta Met., 17, p. 863, 1969
- 94 - H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI - Trans. Jap. Int. Met., 5, p. 14, 1964
- 95 - B.C. WONSIEWICZ, W.A. BACKOFEN - Trans. AIME, 239, p. 1422, 1967
- 96 - E.W. KELLEY, W.F. HOSFORD - Trans. AIME, 242, p. 5, 1968
- 97 - R.E. REED-HILL, W.D. ROBERTSON - Trans. AIME, 209, p. 496 1957
- 98 - R.E. REED-HILL, W.D. ROBERTSON - Trans. AIME, 212, p. 256, 1958
- 99 - H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI - Trans. Jap. Inst. Met., 4, p. 1, 1963
- 100 - J.F. STOHR, J.P. POIRIER - Phil. Mag., 25, p. 1313, 1972
- 101 - E. ROBERTS, P.G. PARTRIDGE - Acta Met., 14, p. 513, 1966
- 102 - W.H. HARTT, R.E. REED-HILL - Trans. AIME, 242, p. 1127, 1968
- 103 - R.E. REED-HILL - Trans. AIME, 218, p. 555, 1960
- 104 - R.E. REED-HILL, W.D. ROBERTSON - Acta Met., 5, p. 717, 1957
- 105 - A.G. CROCKER - Phil. Mag., 7, p. 1901, 1962
- 106 - W.H. HARTT, R.E. REED-HILL - Trans. AIME, 239, p. 1511, 1967
- 107 - A. URAKAMI, M. MESHI, M.E. FINE - Acta Met., 18, p. 8, 1970
- 108 - A. AKHTAR, E. TECHTSOONIAN - Acta Met., 17, p. 1351, 1969
- 109 - J. Van Der PLANKEN, A. DERUYTTERE - Phys. Stat. Sol., 28, K9, 1968
- 110 - W.R. TYSON - Acta Met., 15, p. 575, 1967
- 111 - A. URAKAMI, M.E. FINE - Mechan. Behav. of Mat., p. 87. The Soc. of Mat. Science of Japan, 1972
- 112 - P.B. PRICE - Electron Microscopy and Strength of crystals, p. 41, Ed. Thomas, Washburn, Interscience, 1963
- 113 - J. FRIEDEL - Internal Stress and fatigue in Metals, p. 220, Elsevier Pub., 1959
- 114 - J. FRIEDEL - Dislocations, p. 151, Pergamon Press, 1959

- 115 - B. ESCAIG - Phys. Stat. Sol., 28, p. 463, 1968
- 116 - P. REGNIER, J.M. DUPOUY - Phys. Stat. Sol., 39, p. 79, 1970
- 117 - P. REGNIER, J.M. DUPOUY - Phys. Stat. Sol., 28, K55, 1968
- 118 - P. REGNIER - Thèses, Paris Orsay, 1969
- 119 - J.P. HIRTH, J. LOTHE - Theory of dislocations, McGraw Hill, p. 705, 1968
- 120 - J.E. HARRIS, B.C. MASTERS - Phys. Stat. Sol., 9, K 181, 1965
- 121 - M.H. YOO, C.T. WEI - J. Appl. Phys., 38, p. 4317, 1967
- 122 - M.H. YOO - Scripta Met., 2, p. 537, 1968
- 123 - E.S. FISHER, L.C.R. ALFRED - Trans. AIME, 242, p. 1575, 1968
- 124 - A. BERGHEZAN, A. FOURDEUX, S. AMELINCKX - Acta Met., 9, p. 464 1961
- 125 - D.G. WESTLAKE - Acta Met., 9, p. 327, 1961
- 126 - P.H. THORNTON - Acta Met., 13, p. 611, 1965
- 127 - D.G. WESTLAKE - Scripta Met., 1, p. 9, 1967
- 128 - Z.S. BASINSKI, R.A. FOXALL, R. PASCUAL - Scripta Met., 6, p. 807, 1972
- 129 - F.E. HAUSER, P.R. LANDON, J.E. DORN, Trans. A.S.M., 50, p. 856, 1958

-oOo-

FIGURES

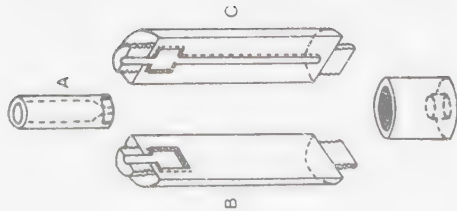


FIG. 2.1 - Creuset en graphite pour la préparation des monocristaux.

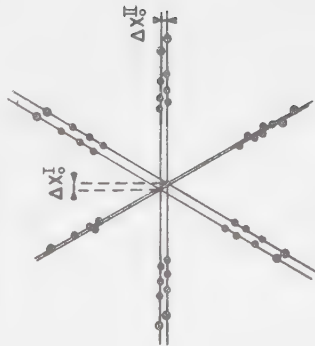


FIG. 2.3 - Méthode du double cliché de Lam.

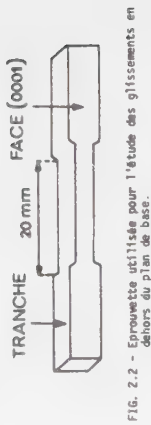


FIG. 2.2 - Eproutette utilisée pour l'étude des glissements en dehors du plan de base.

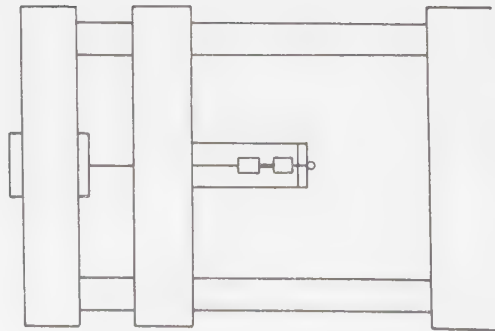


FIG. 2.4 - Montage de l'éproutette sur la machine.

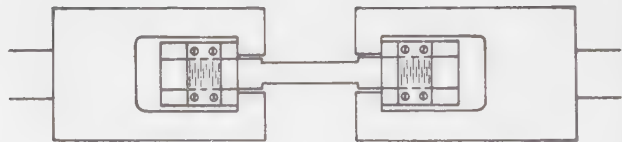


FIG. 2.5 - Fixation de l'éproutette dans les mors.

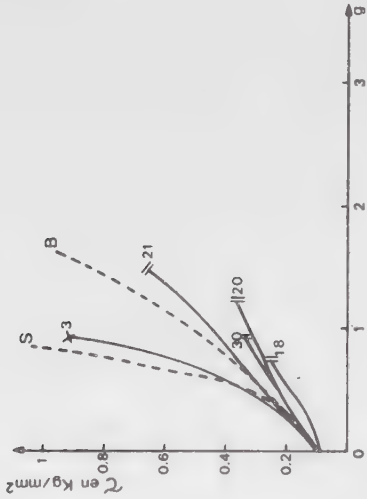


FIG. 3.1 - Courbe de traction du magnésium pur à 77 K - B BASINSKI(2) S SHARP et CHRISTIAN(4)

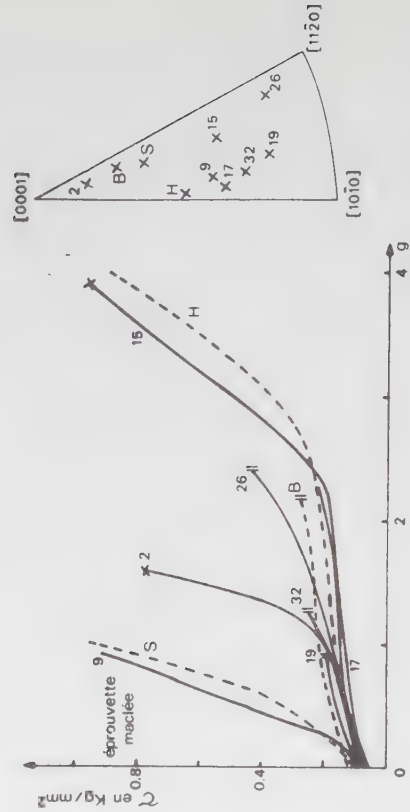
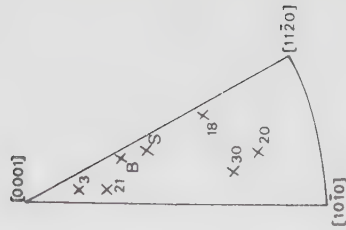


FIG. 3.2 - Courbe de traction de magnésium pur à 300 K - S SHARP, CHRISTIAN(4) B BASINSKI(2) H HIRSCH, LALLY(3)

essai interrompu || rupture X



FIG. 3.5 - $10^4 \theta_1$ selon l'orientation : a) à 77 K
b) à la température ambiante
c) glissement à la fin du stade I à 300 K

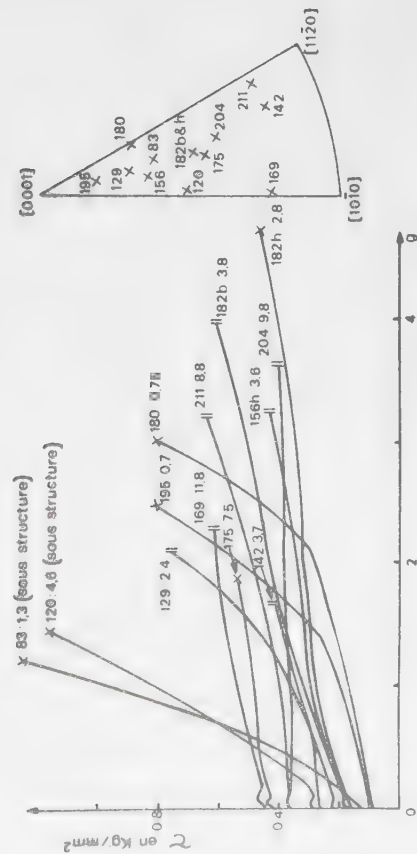


FIG. 3.6 - $10^4 \theta_1$ selon l'orientation



FIG. 3.7 - Domaines de température et de concentration où se produit le crochet de traction.

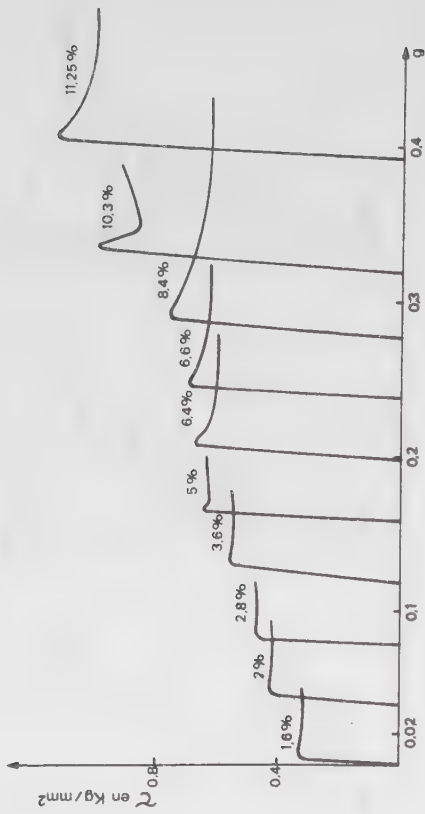


FIG. 3.9 - Evolution du crochet de traction avec la concentration atomique à 77 K.



FIG. 3.8 - Crochet de traction à différentes températures solution solide à 5,5% et

FIG. 3.10 - Amplitude du crochet de traction à 77 K en fonction de la concentration

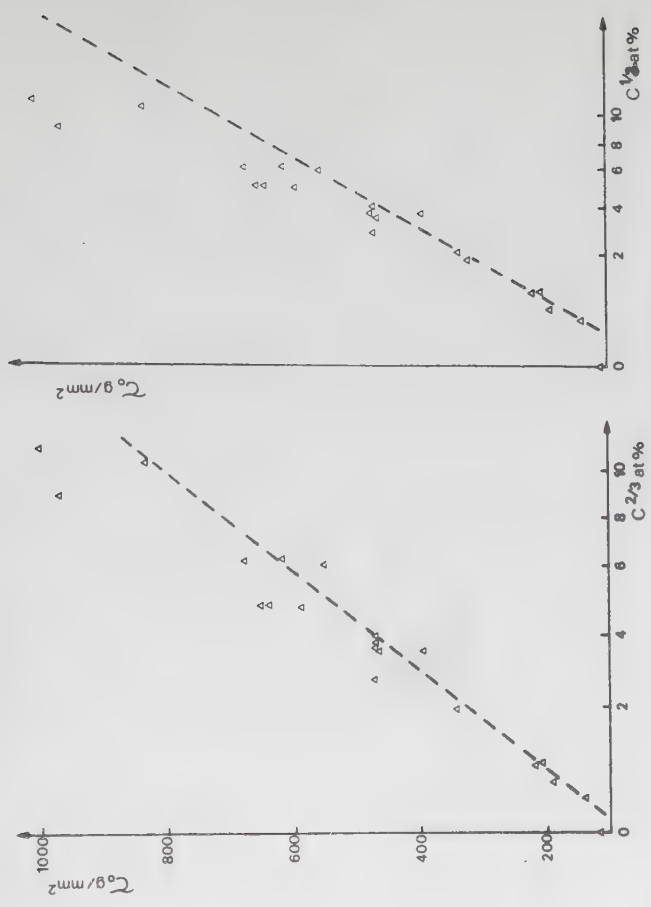


FIG. 3.13 - Cission critique fonction de la concentration à 77 K.

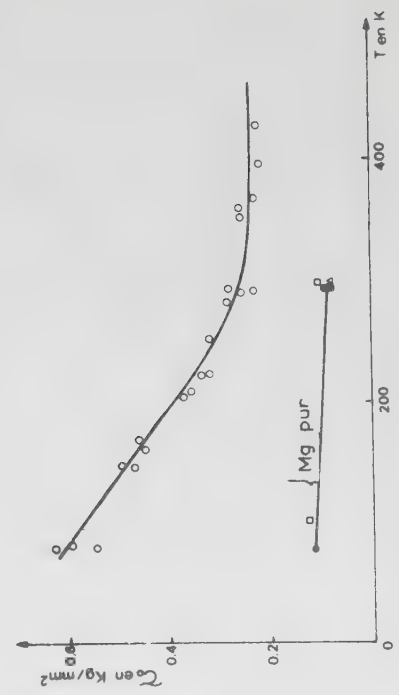


FIG. 3.14 - Cission critique fonction de la température Magnésium pur et magnésium 5,55 et indium.

○ Basinski
△ Sharp et al

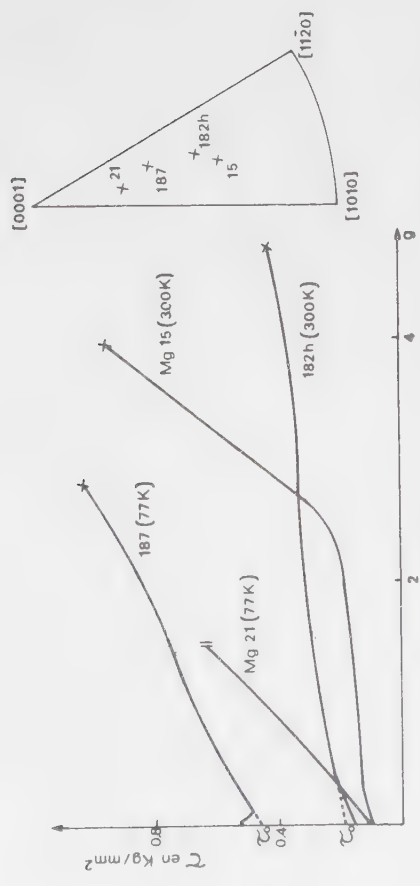


FIG. 3.11 - Comparaison des courbes de traction du magnésium pur et de la solution solide dans des conditions semblables de température et d'orientation.

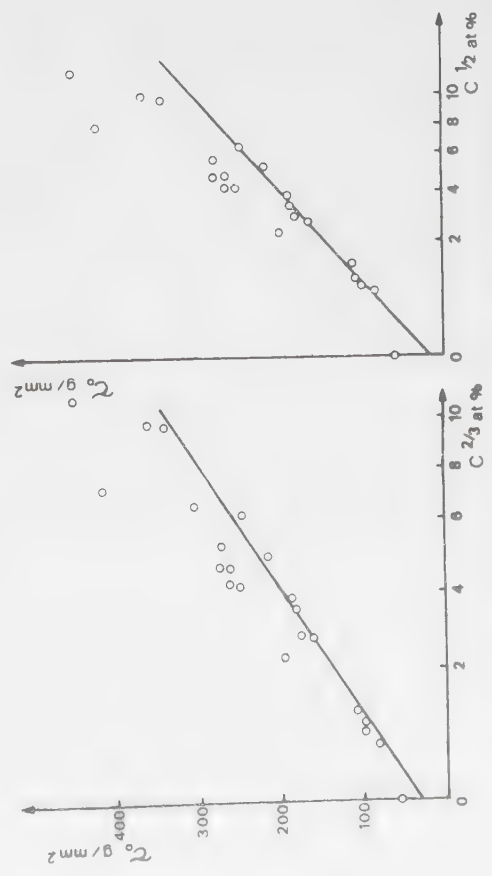


FIG. 3.12 - Cission critique en fonction de la concentration à la température ambiante.

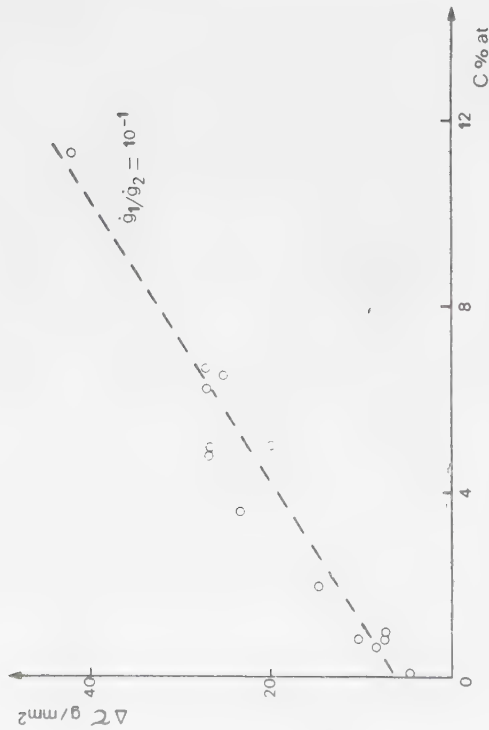


FIG. 3.15 - Variation de cisssion à la suite d'un changement de vitesse de traction de $\dot{g}_1$ à $\dot{g}_2$.



FIG. 3.16 - $\Delta\tau$ en fonction de la température
 ■ essai direct
 □ essai à différentes températures successives

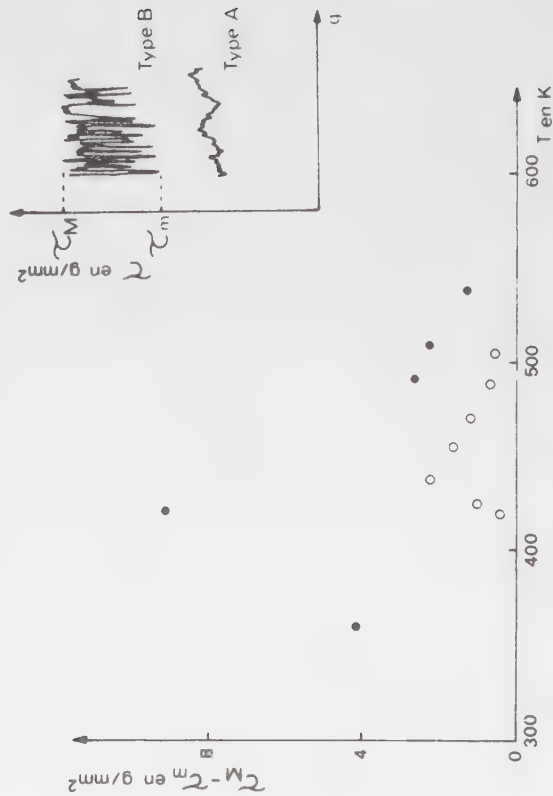


FIG. 3.17 - Amplitude de l'effet Portevin-Le Chatelier en fonction de la température

○ 15 at.
 ● 4.2 at

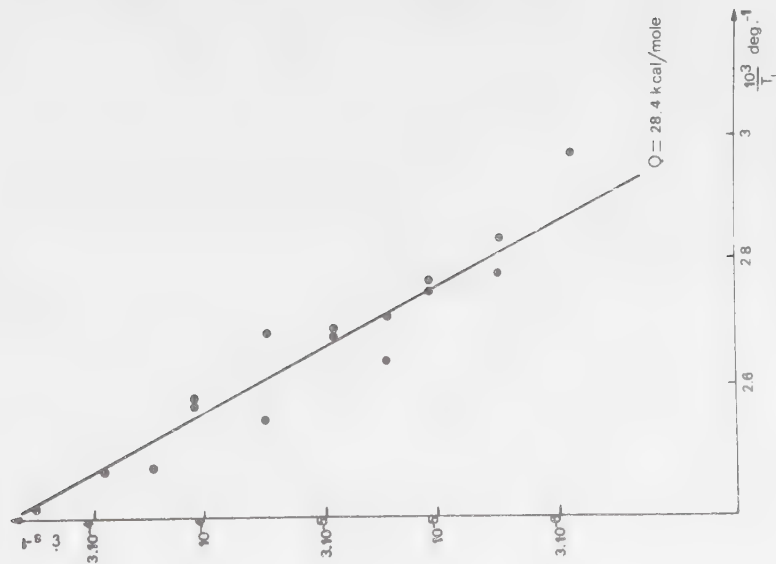


FIG. 3.18 - Variation de T_1 , en fonction de la vitesse de traction

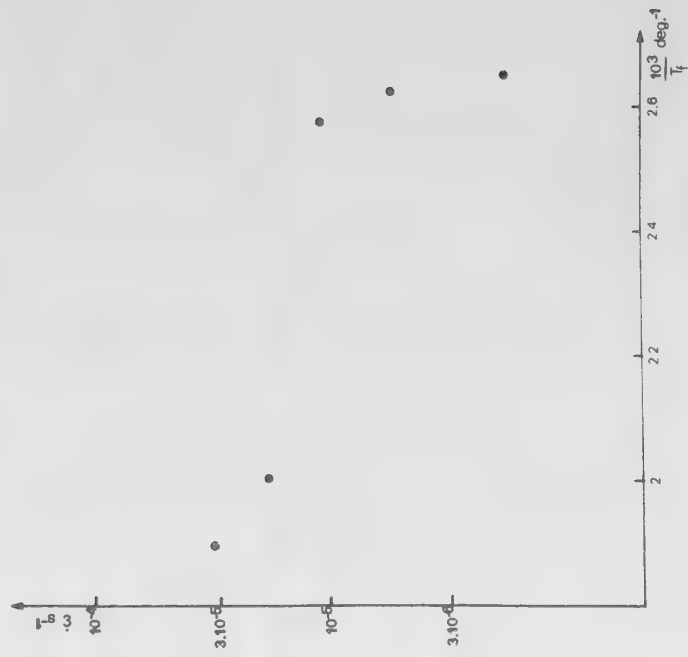


FIG. 3.19 - Variation de T_1 , en fonction de la vitesse de traction.

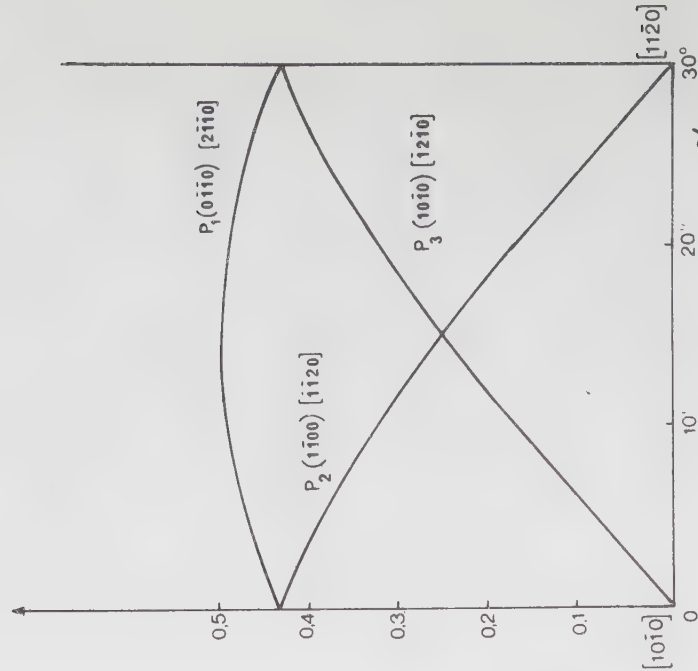


FIG. 4.3 facteurs de Schmid pour les glissements prismatiques

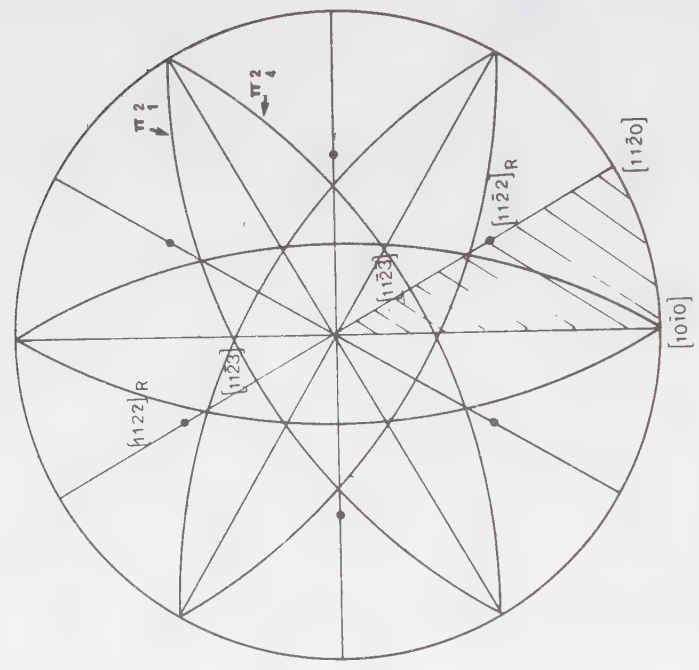


FIG. 4.2 Plans de glissement pyramidaux de seconde espace

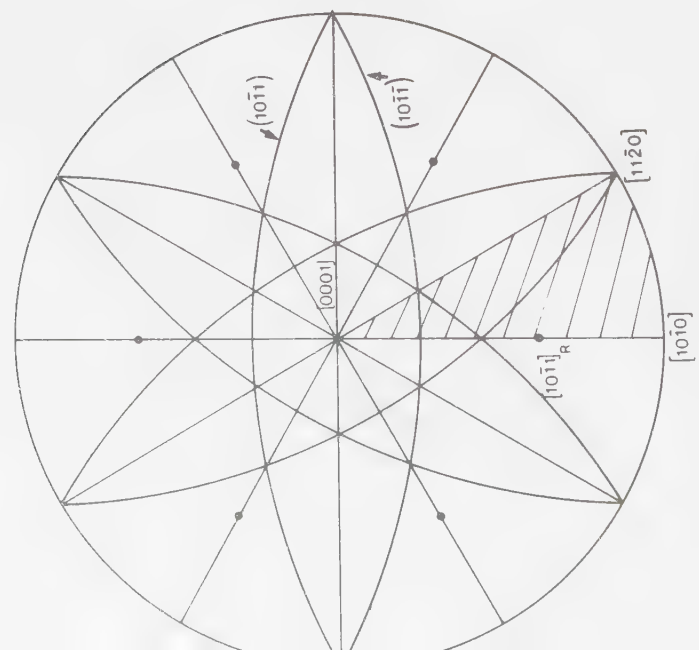


FIG. 4.1 - Glissements prismatiques et pyramidaux de 1^{re} espace.

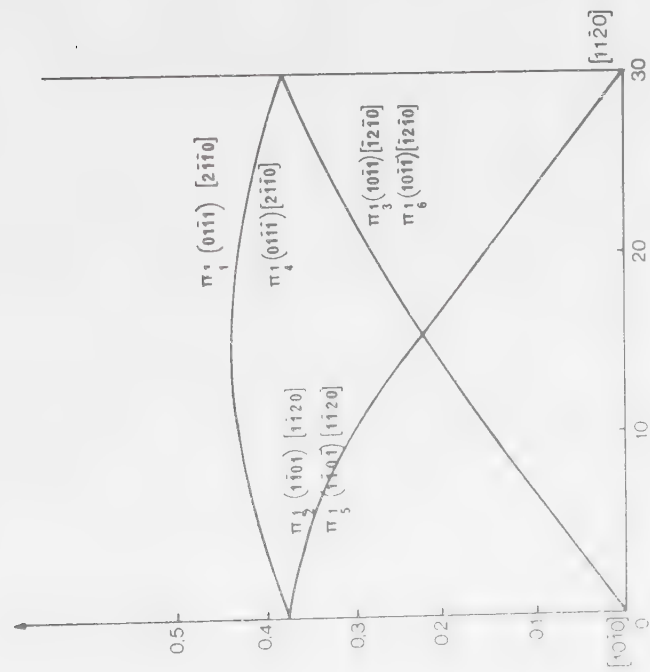


FIG. 4.4 - Facteurs de Schmid pour les glissements pyramidaux de 1^{re} espèce

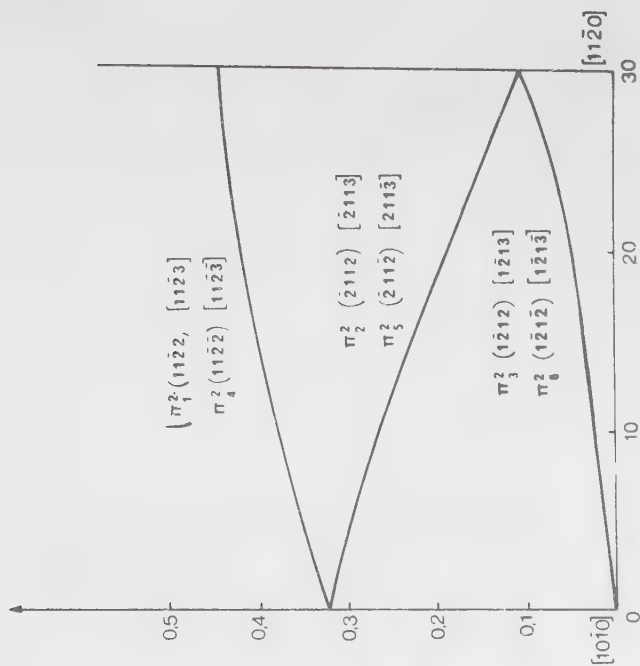


FIG. 4.5 - Facteurs de Schmid pour les glissements pyramidaux de 2^{de} espèce

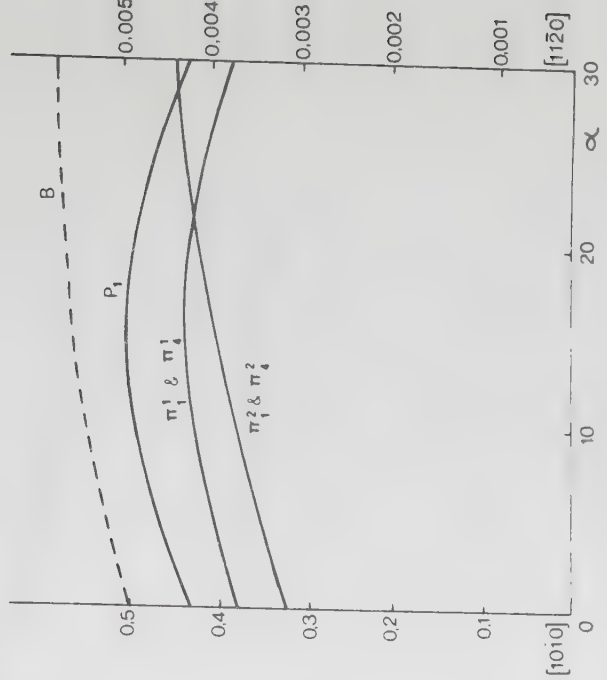


FIG. 4.6 - Comparaison des glissements prismatiques et pyramidaux et du glissement sur le plan de base.

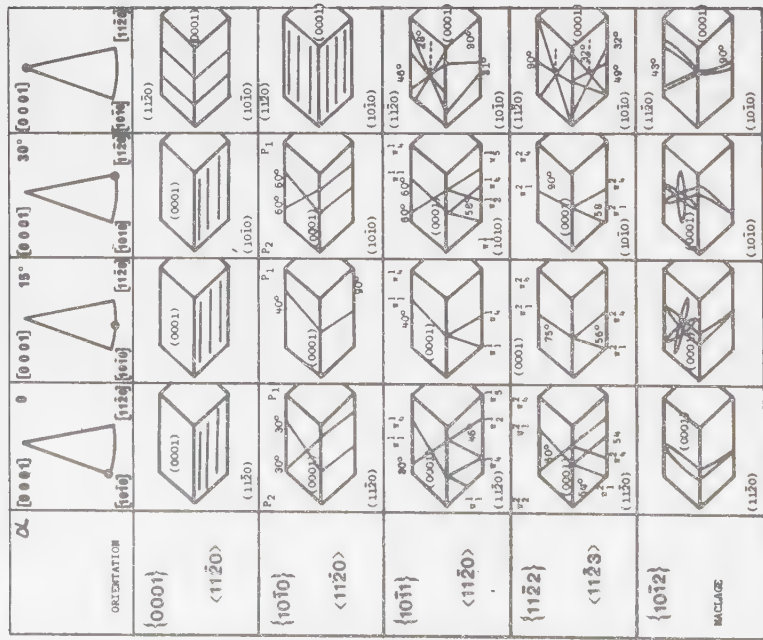


FIG. 4.7 - Orientation des plans de glissement et des bandes sur les faces des éprouvettes.

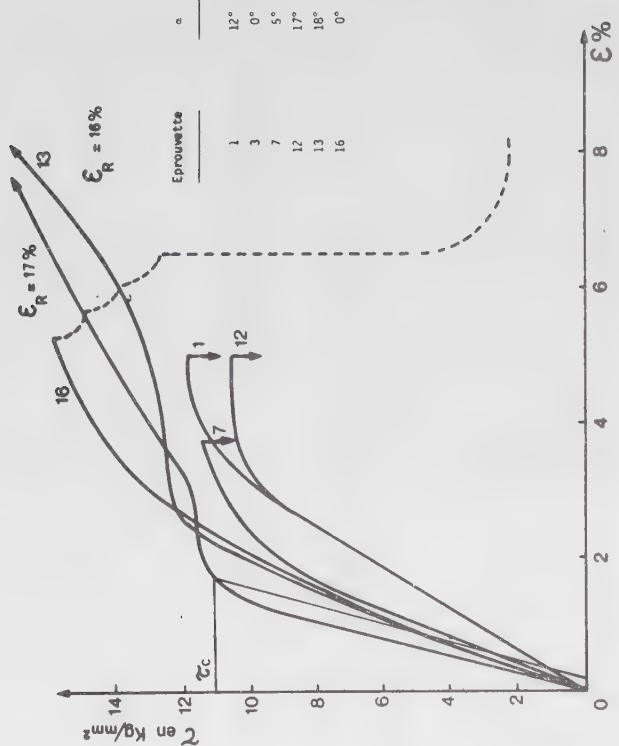


FIG. 4.8 - Courbes de traction du magnésium pur en glissement prismatique à 77 K.



FIG. 4.9 - Courbes de traction de l'alliage Mg-In en glissement prismatique à 77 K.

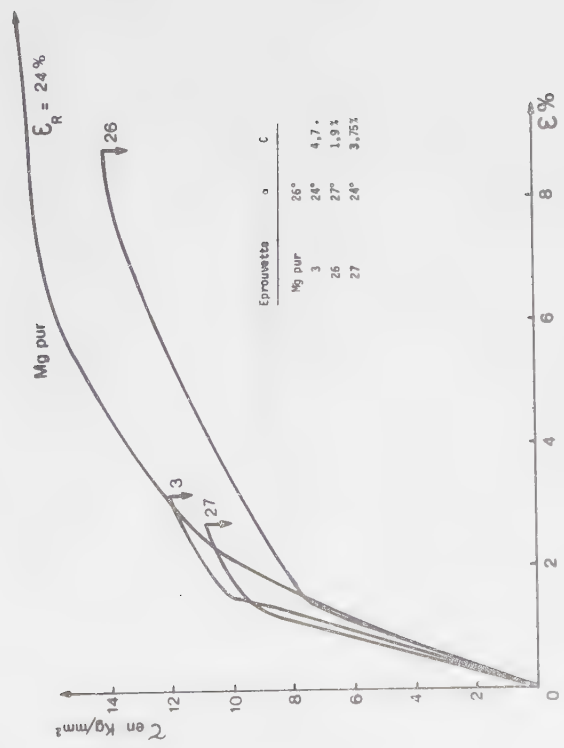


FIG. 4.10 - Courbes de traction en glissement pyramidal de 2^e espèce à 77 K.

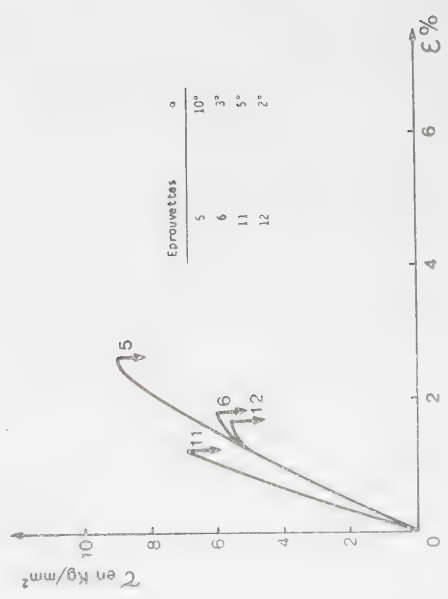


FIG. 4.11 - Courbes de traction du magnésium pur en glissement prismatique à 200 K

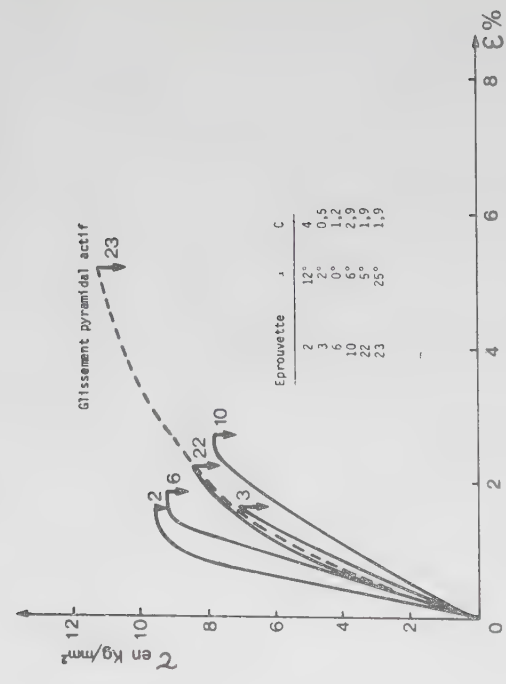


FIG. 4.12 - Courbes de traction de l'alliage Mg-In à 200 K en glissement prismatique.

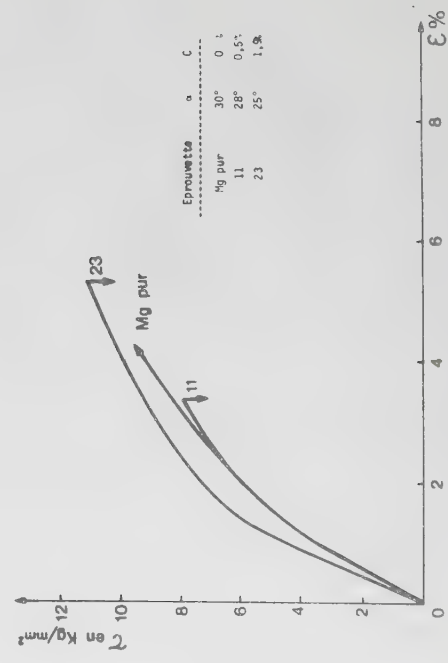


FIG. 4.13 - Courbes de traction à 200 K en glissement pyramidal de seconde espèce

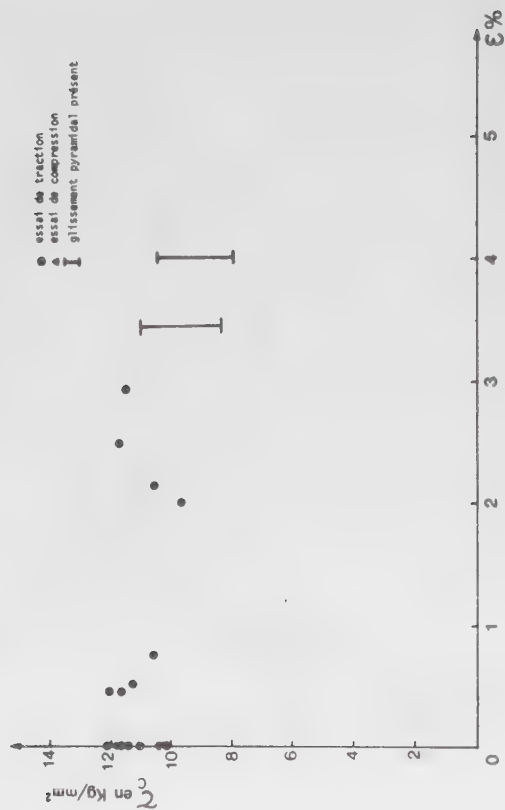


FIG. 4.16 - Cission critique pour le glissement prismatique à 77 K.



FIG. 4.17 - Cission critique pour le glissement prismatique à 200 K.

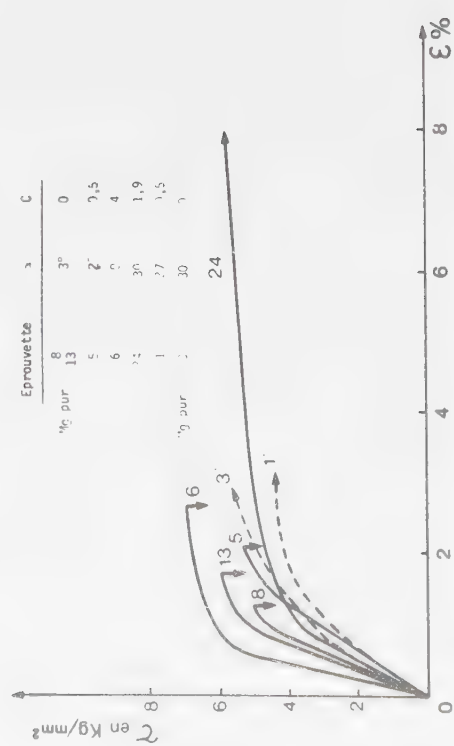


FIG. 4.14 - Courbes de traction du magnésium et de l'alliage MgIn à la température ambiante.

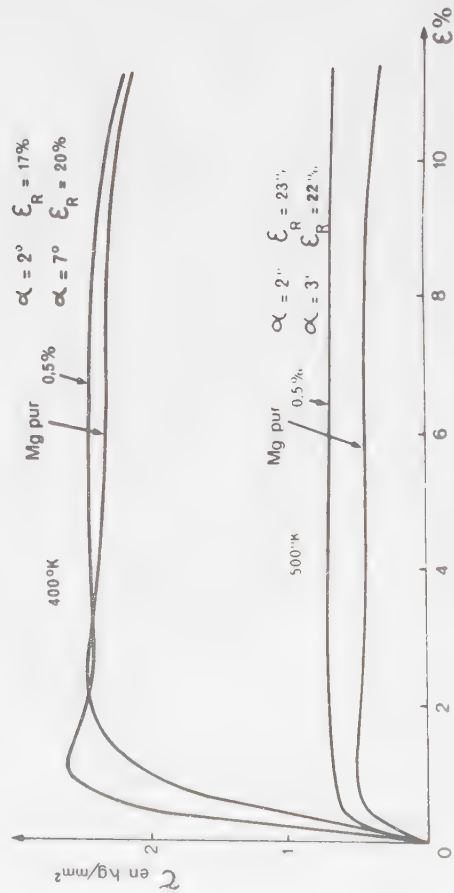


FIG. 4.15 - Courbe de traction en glissement prismatique à 400 K et 500 K.

- essai de traction
- ▲ essai de compression - Stohr et al.
- + Flynn, Mote, Dom
- ⊥ cisssion critique pour MgIn 0 c 4; at.

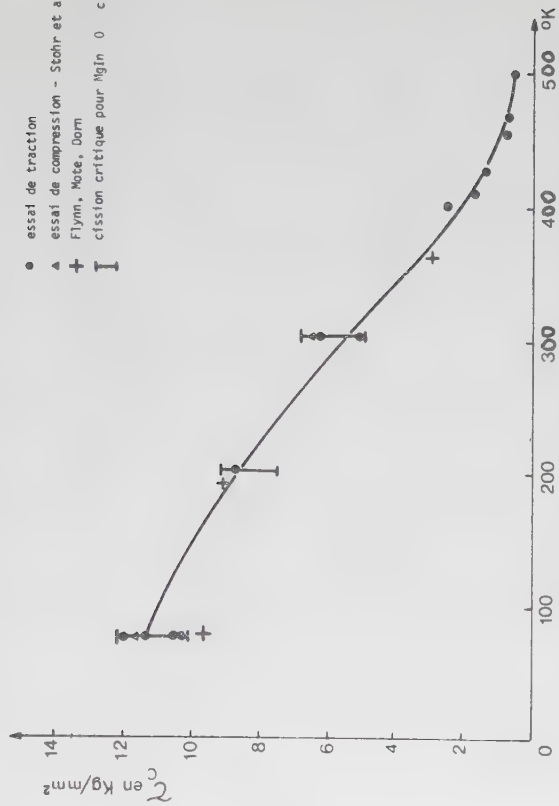


FIG. 4.20 - Cisssion critique pour le glissement prismatique en fonction de la température.

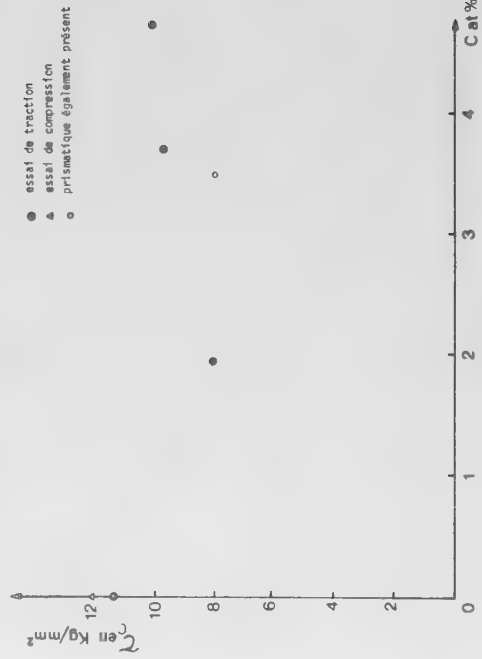


FIG. 4.21 - Cisssion critique pour le glissement pyramidal de 2^e espèce à 77 K.



FIG. 4.18 - Cisssion critique pour le glissement prismatique à 298 K.

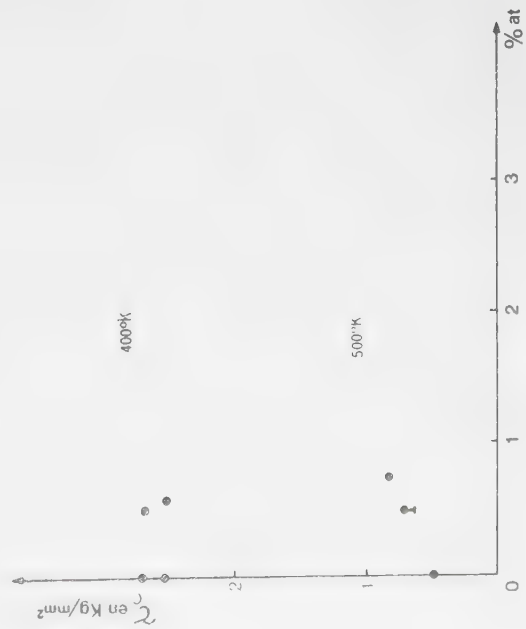


FIG. 4.19 - Cisssion critique pour le glissement prismatique à 400 K et 500 K

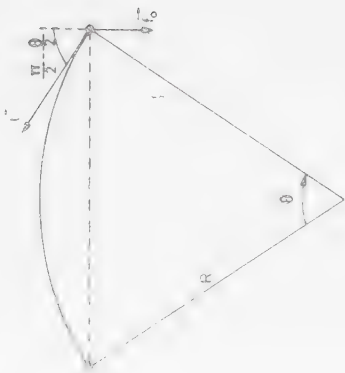


FIG. 5.1 - Condition de désancrage

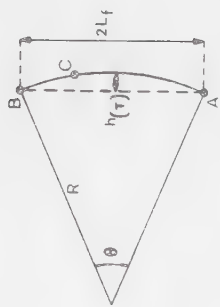


FIG. 5.3 - Modèle de Friedel



FIG. 5.2 - Modèle de Hott



FIG. 5.4 - Modèle de Fleischer et Hibbard

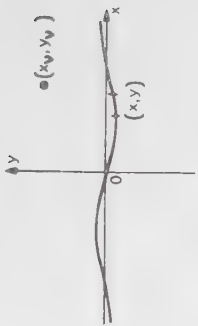


FIG. 5.6 - Coordonnées choisies par Labusch

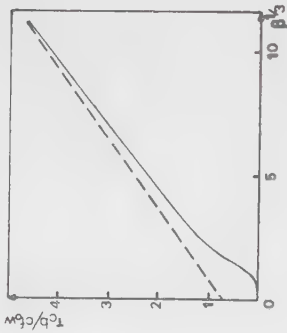


FIG. 5.7 - Concentration critique en fonction de β_3 selon le calcul de Labusch. La droite correspond à c_c proportionnel à $\beta_3^{2/3}$

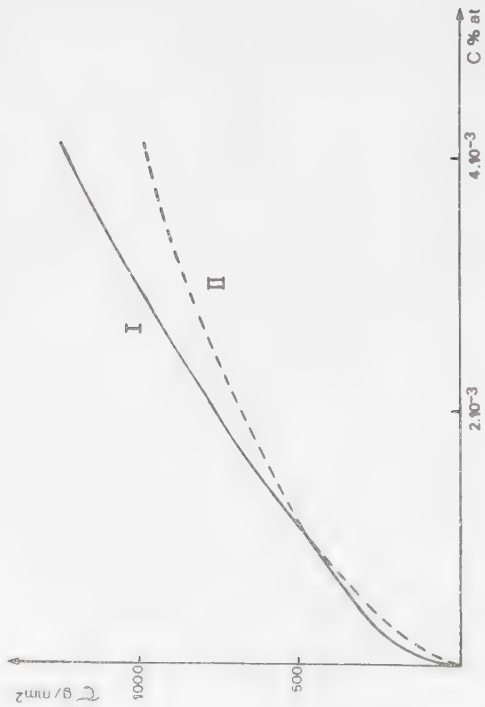


FIG. 5.5 - Cission critique en fonction de la concentration : I) approximation de Hott
II) approximation de Friedel

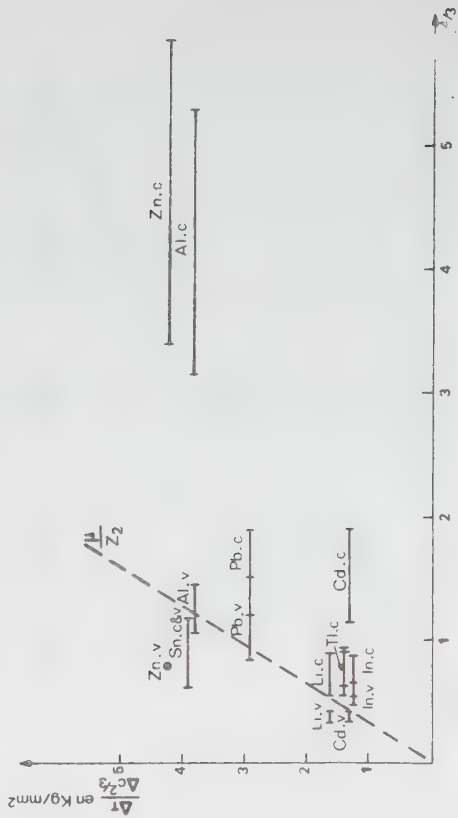


FIG. 5.10 - Durcissement de solution solide en fonction du paramètre, pour différents solides dans le magnésium.



FIG. 5.8 - Processus actif thermiquement selon Friedel



FIG. 5.9 - Processus actif thermiquement selon Feltham.

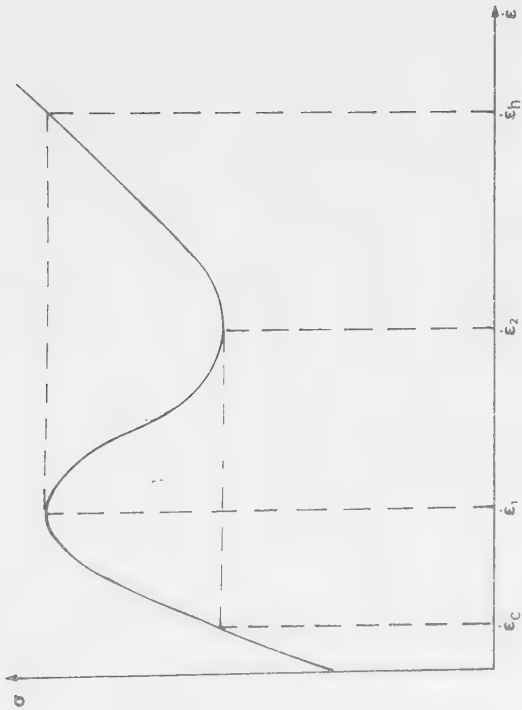


FIG. 5.11 - Modèle de Penning (74)

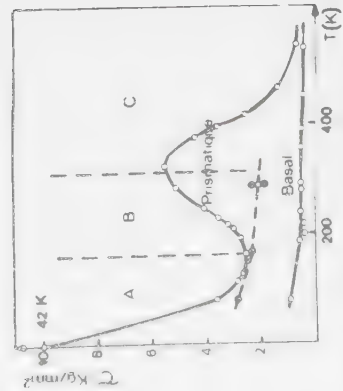


FIG. 6.1 - Cisison critique pour le glissement prismatique du béryllium.
RECHER, DUPONT (14)

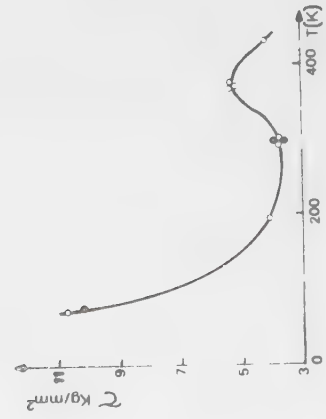


FIG 6.2 - Cisison critique pour le glissement pyramidal de seconde espèce du magnésium
STORR, DUPONT, PENNIE (7)

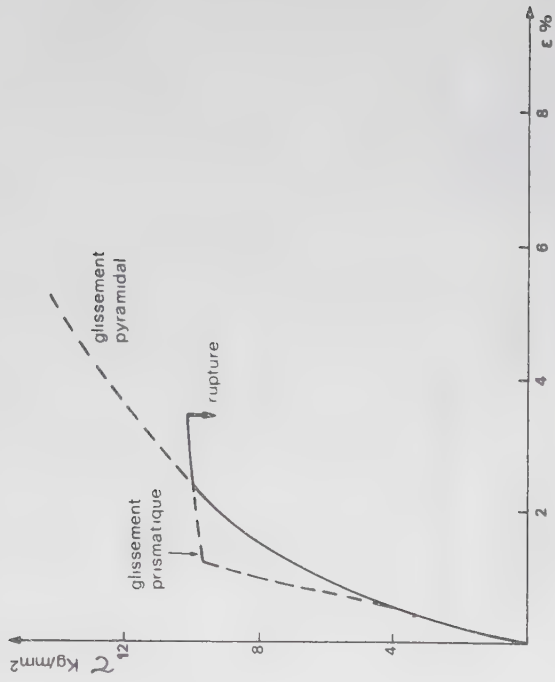
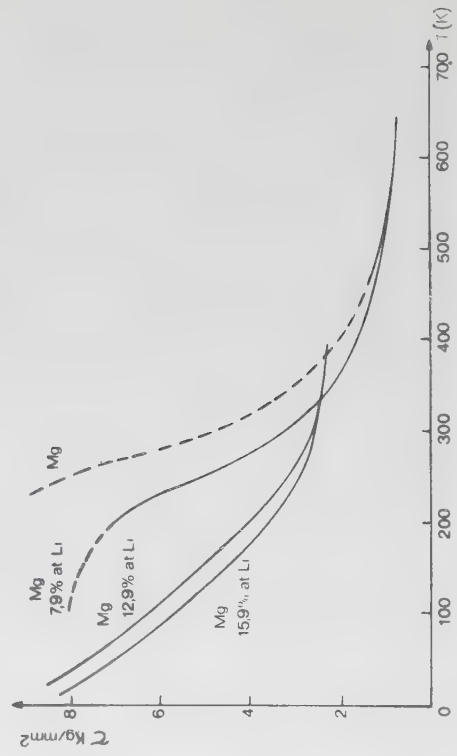


FIG. 6.3 - Forme de la courbe de traction à 77 K lorsque les glissements pyramidal de seconde espèce et prismatique opèrent tous deux.



1. o 4 Cisison critique pour le glissement prismatique du magnésium-lithium
ARAUEN, MITCHELL, CORN (13)

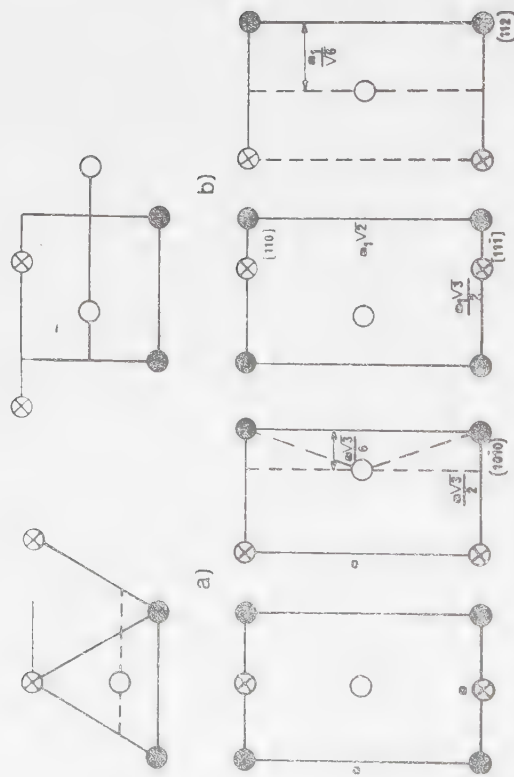


Fig. 6.5 - a) Positions des atomes dans les plans prismatiques du réseau hexagonal, projections sur (0001), (1010) et (112).
b) positions des atomes dans les plans (112) du réseau cubique centré : projection sur les plans (110) (112) et (111).

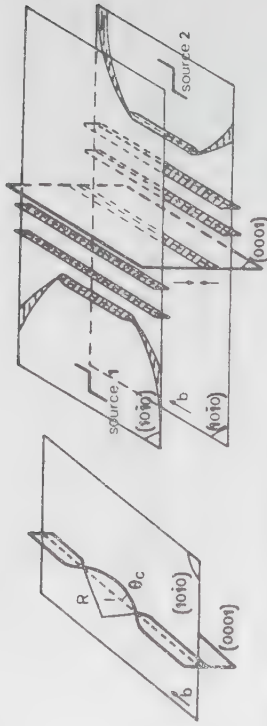


Fig. 6.6 - Modèle de Friedel de glissement dévié.

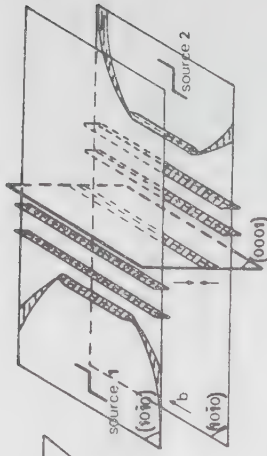


Fig. 6.7 - Modèle de Regnier.

MICROGRAPHIES

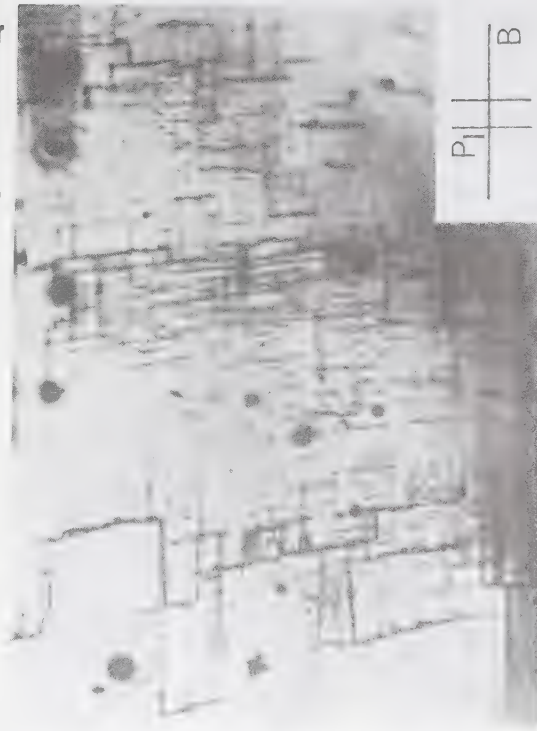
Les micrographies montrent les lignes de glissement en-dehors du plan de base observées sur la tranche et sur la face de l'éprouvette (FIG. 2.2) : la légende indique la composition de l'éprouvette, son orientation par l'angle α , la déformation atteinte et la température de l'essai, enfin, la surface observée (face (0001) ou tranche $(h, k, \overline{h+k}, 0)$).

Les traces des plans de glissement prismatique $P_1 P_2 P_3$ pyramidaux de première espèce $\pi_1^1 \pi_2^1 \pi_3^1 \pi_4^1 \pi_5^1 \pi_6^1$ ou pyramidaux de seconde espèce $\pi_1^2 \pi_2^2 \pi_3^2 \pi_4^2 \pi_5^2 \pi_6^2$, selon les notations des figures 4.3, 4.4 et 4.5, sont indiquées sur les photographies.



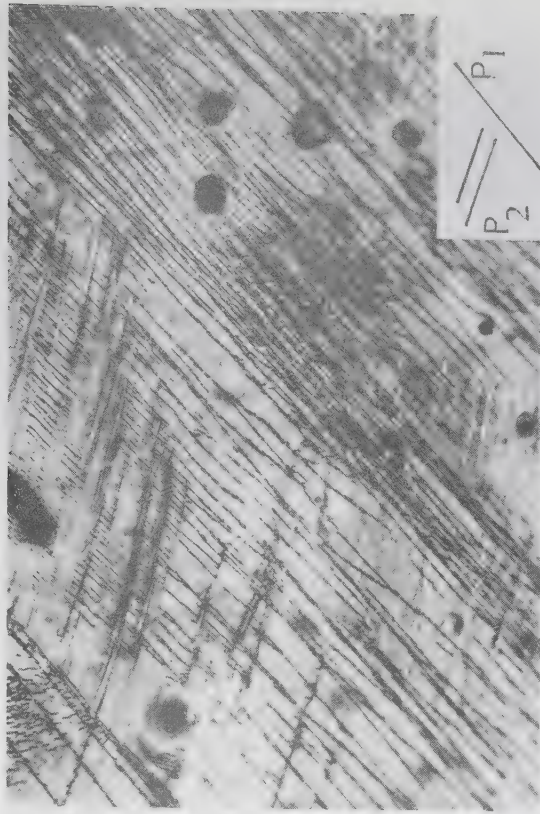
1 - Mg pwr, $\alpha = 0^\circ$, 5% à 77 K : Face (0001)

100 μ



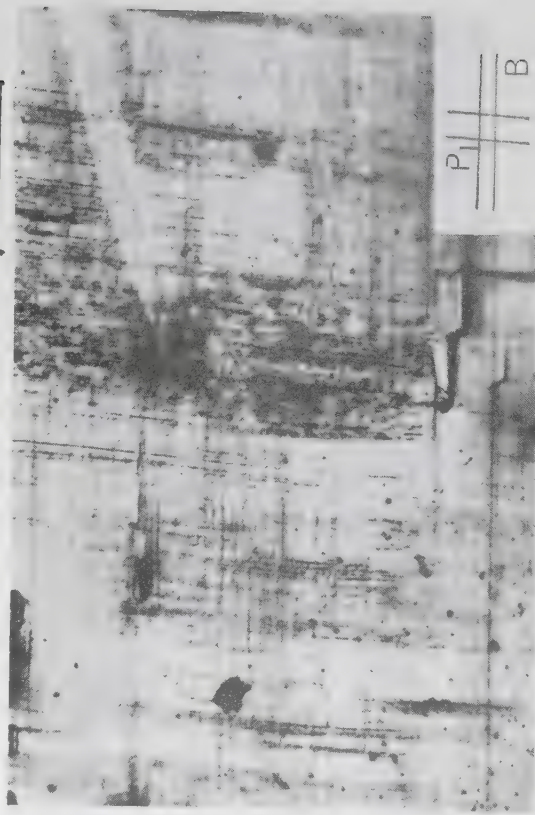
2 - Mg pwr, $\alpha = 5^\circ$, 4% à 77 K : Tranche ($\bar{1}2\bar{1}0$)

100 μ



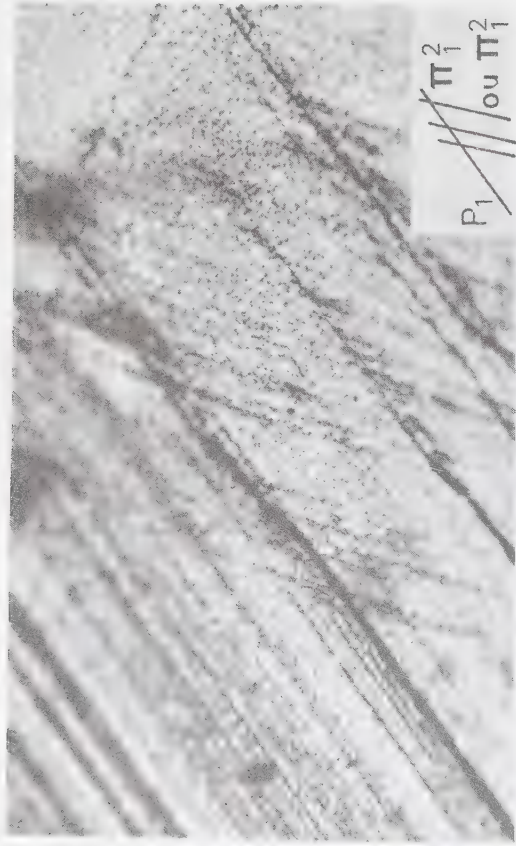
3 - Mg pwr, $\alpha = 12^\circ$, 5% à 77 K : Face (0001)

100 μ

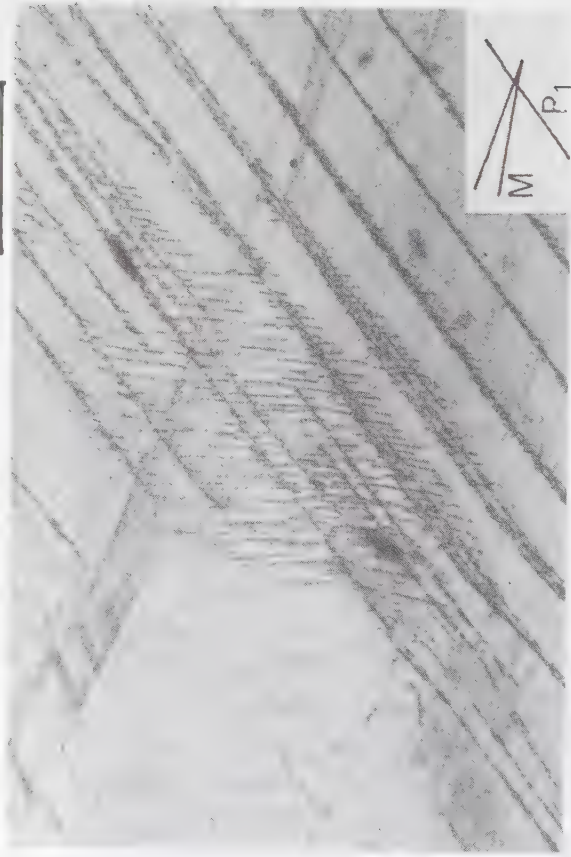


4 - Mg pwr, $\alpha = 12^\circ$, 5% à 77 K : Tranche ($h,k,\overline{h+k},0$)

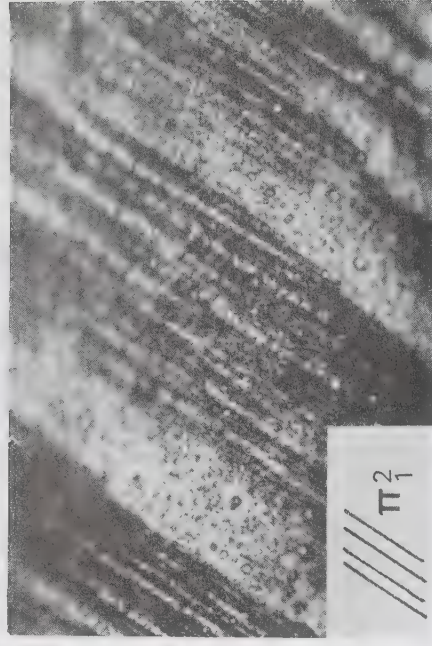
100 μ



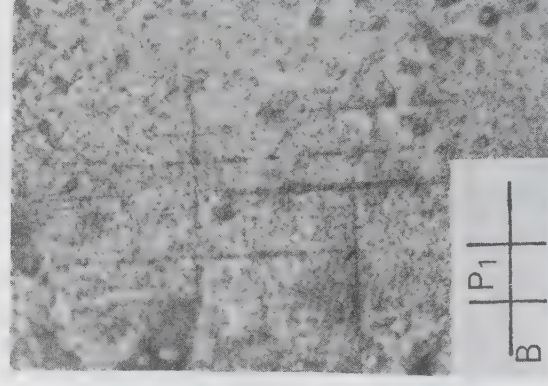
5 - Mg pur, $\alpha = 12^\circ$, 5% à 77 K : Face (0001)



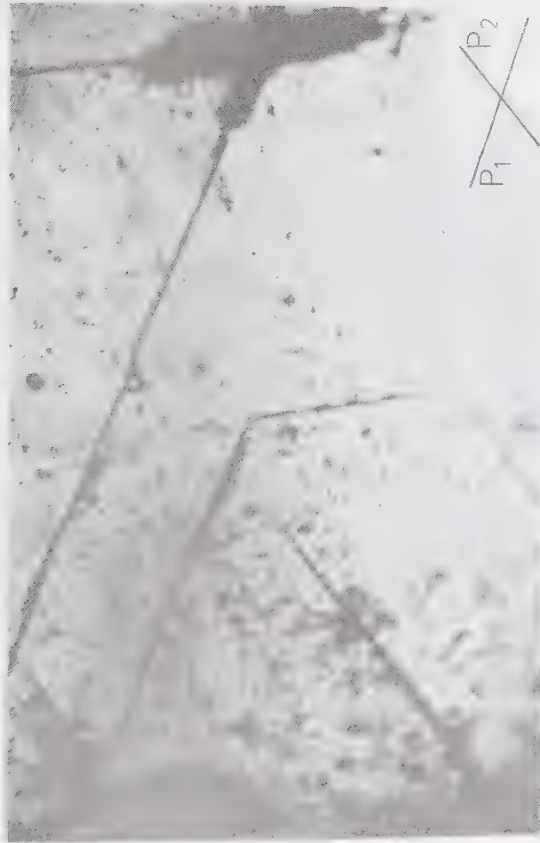
6 - Mg pur, $\alpha = 0^\circ$, 5% à 77 K : Face (0001)



7 - Mg pur, $\alpha = 30^\circ$, 24% à 77 K : Tranche (10 $\bar{1}$ 0).



8 - Mg pur, $\alpha = 0^\circ$, compression à 77 K : Tranche (10 $\bar{1}$ 0)



9 - Mg pur, $\alpha = 3^\circ$, 2,5% à 200 K : Face (0001)



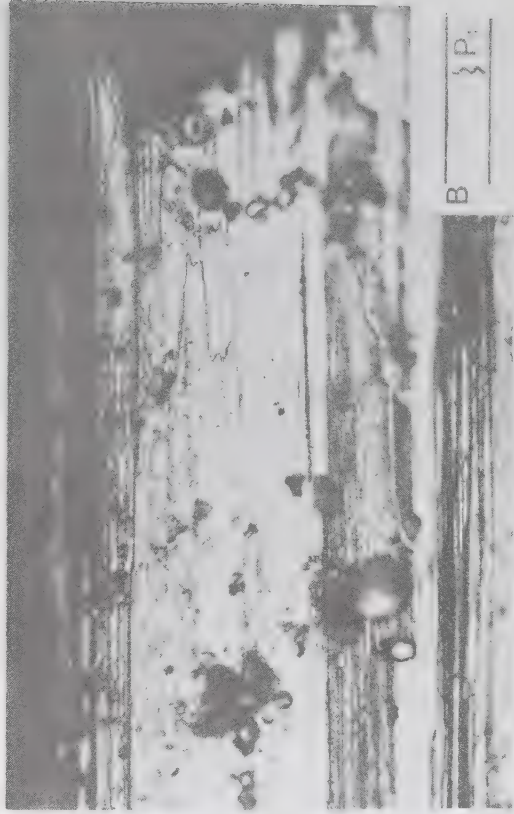
11 - Mg pur, $\alpha = 10^\circ$, 2,5% à 200 K : Face (0001)



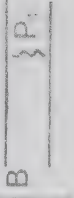
100 μ



10 - Mg pur, $\alpha = 3^\circ$, 2,5% à 200 K : Tranche (11 $\bar{2}$ 0)



12 - Mg pur, $\alpha = 10^\circ$, 2,5% à 200 K : Tranche ($h,k,\overline{h+k},l$).

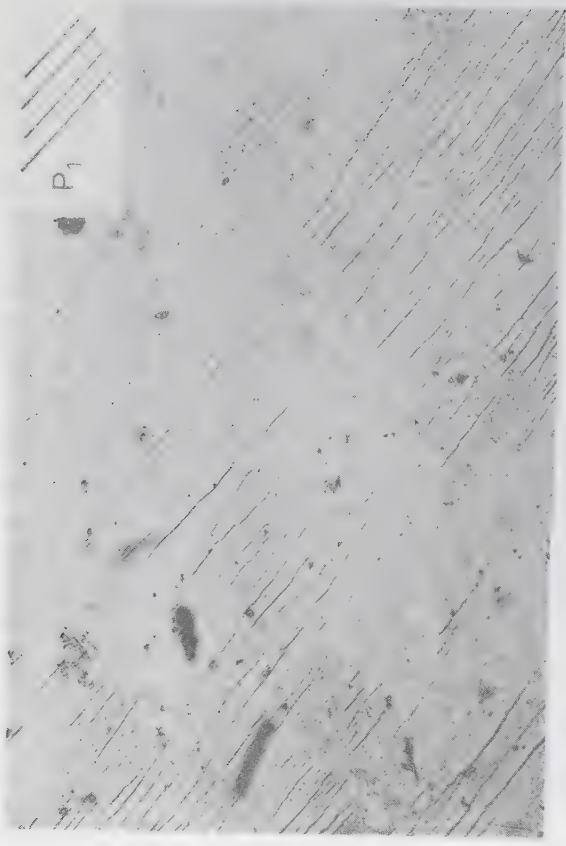




13 - Mg *pow*, $\alpha = 29^\circ$, 4% à 200 K : Tranche (1010)

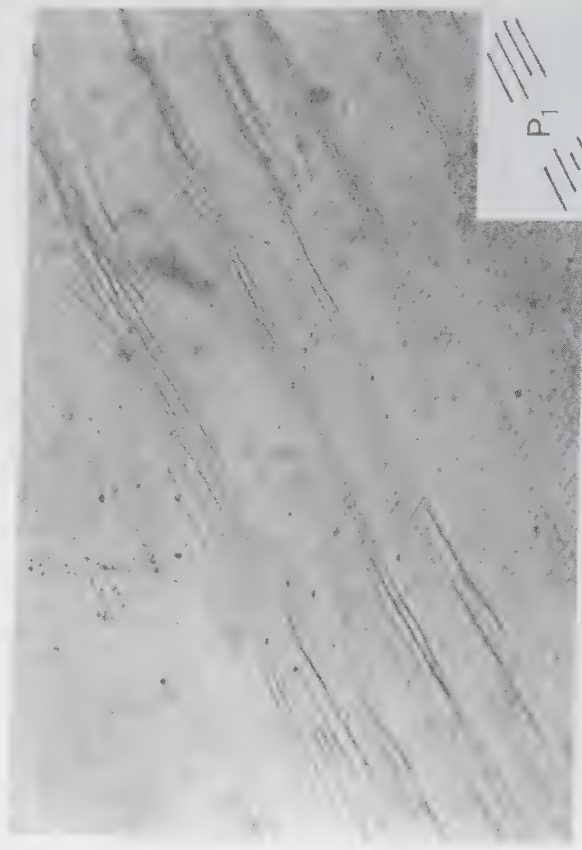


14 - Mg *pow*, 1% compression à 200 K selon [0001]

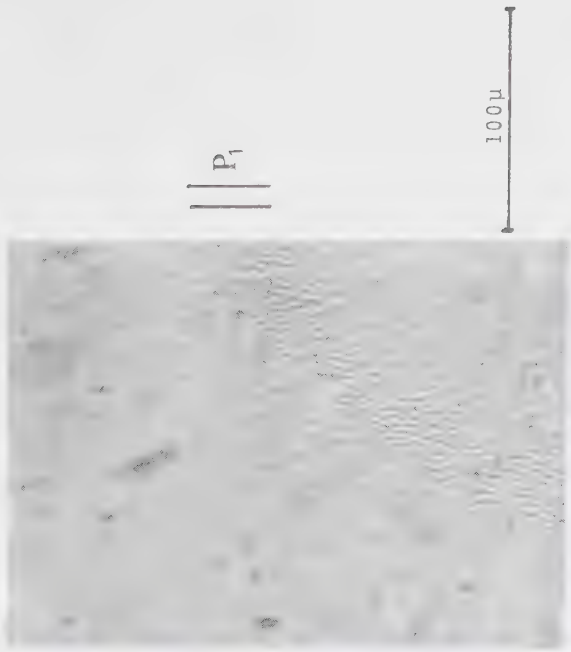


15 - Mg *pow*, $\alpha = 2^\circ$, 17% à 400 K : Face (0001)

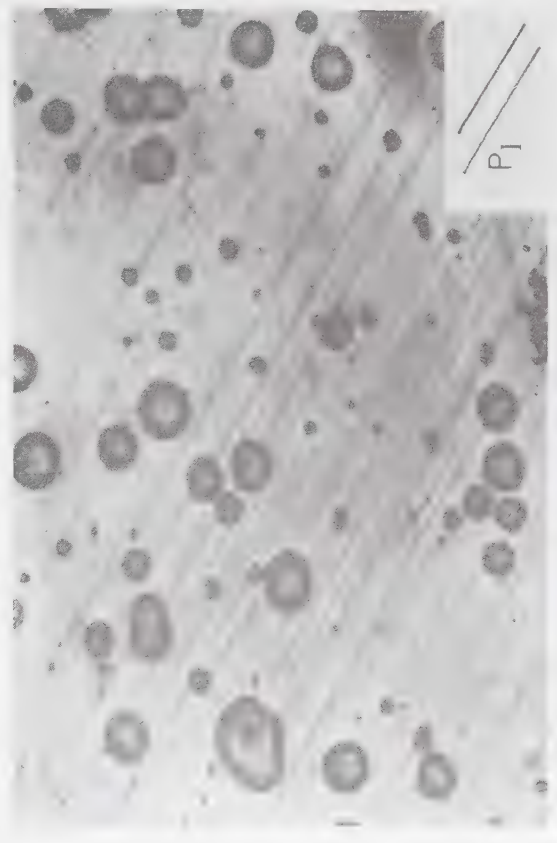
100 μ



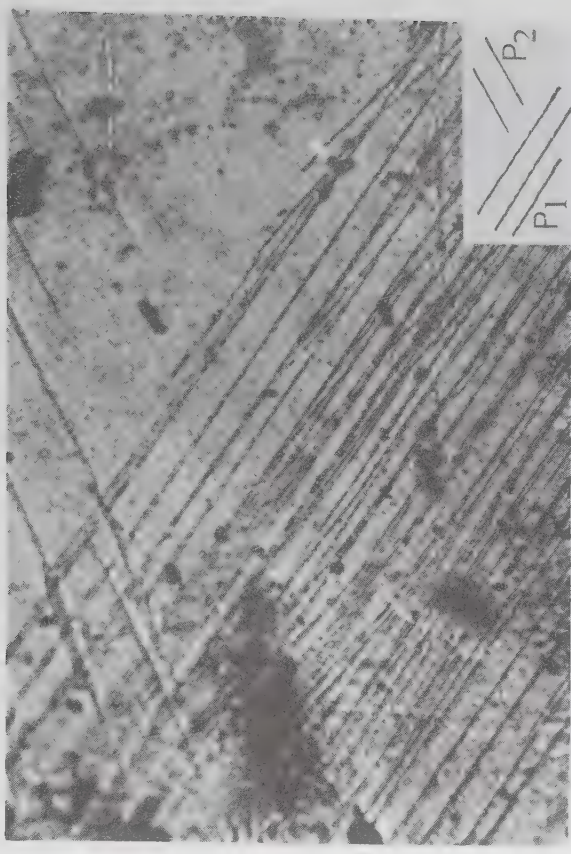
16 - Mg *pow*, $\alpha = 2^\circ$, 23% à 500 K : Face (0001)



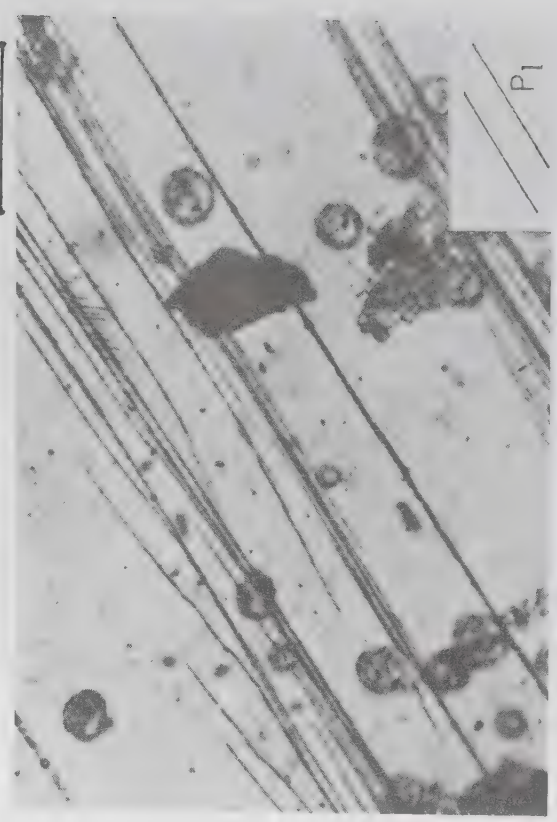
17 - Mg pur, $\alpha = 2^\circ$, 23% à 500 K : Tranche (11 $\bar{2}$ 0)



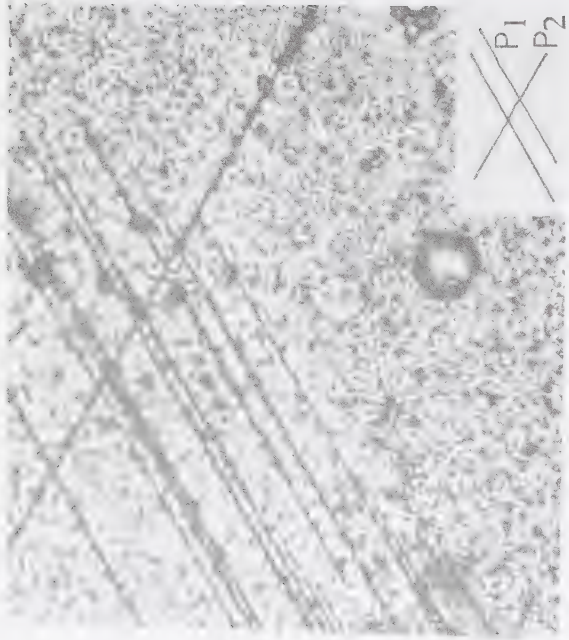
18 - MgIn 0,5%, $\alpha = 4^\circ$, 7% à 77 K : Face (0001)



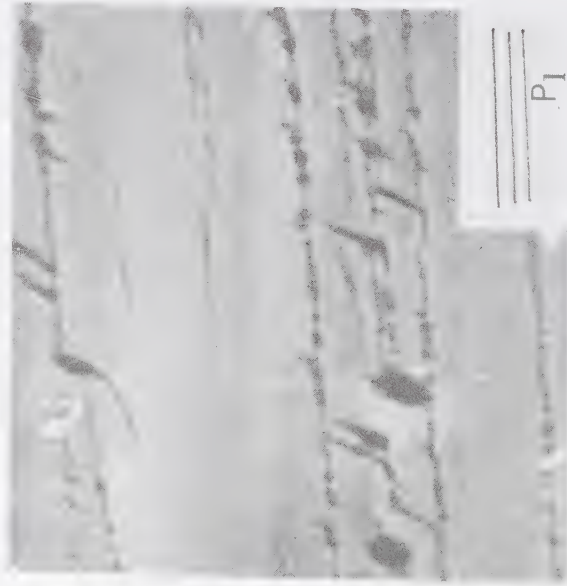
19 - MgIn 0,5%, $\alpha = 4^\circ$, 5,8% à 77 K : Face (0001)



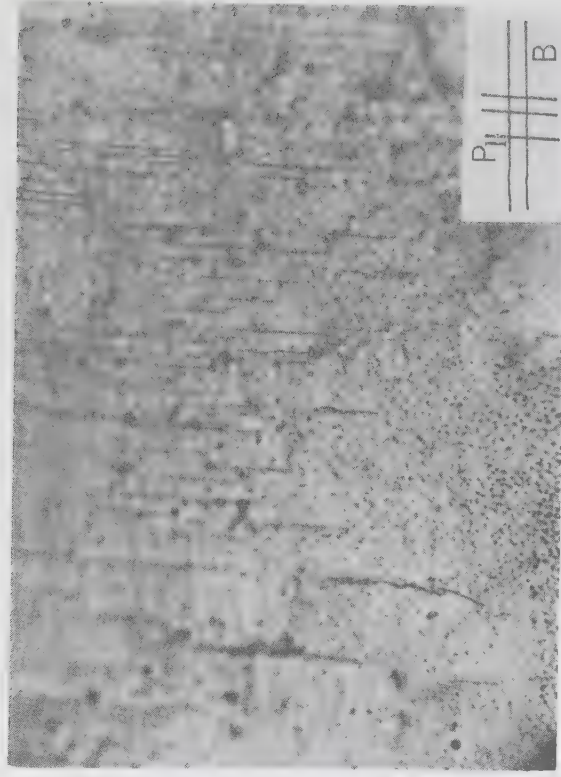
20 - MgIn 0,8%, $\alpha = 4^\circ$, 2,2% à 77 K : Face (0001)



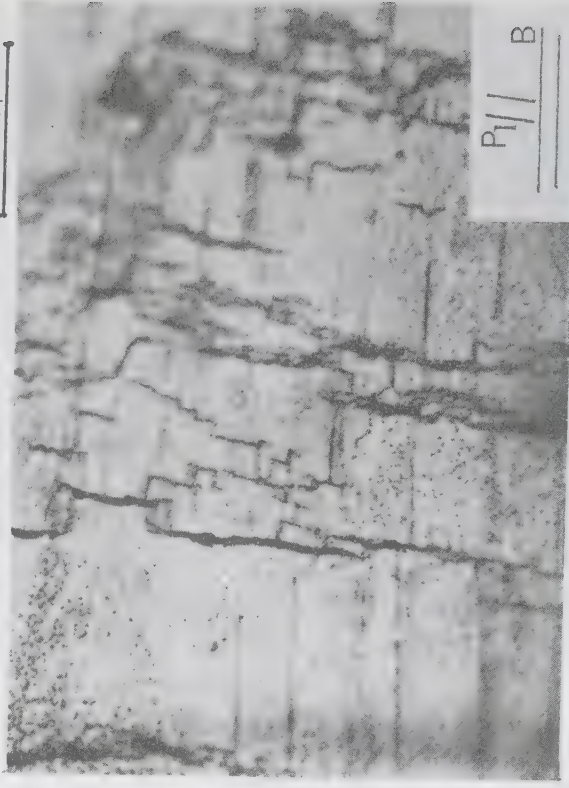
21 - MgIn 3%, $\alpha = 3^\circ$, 1% à 77 K : Face (0001) $\overline{100\mu}$



22 - MgIn 0,88%, $\alpha = 4^\circ$, 2,2% à 77 K
Face (0001). Microsc. électr. à
balayage x 5000



23 - MgIn 0,5%, $\alpha = 4^\circ$, 7% à 77 K : Tranche (1120)
 $\overline{100\mu}$



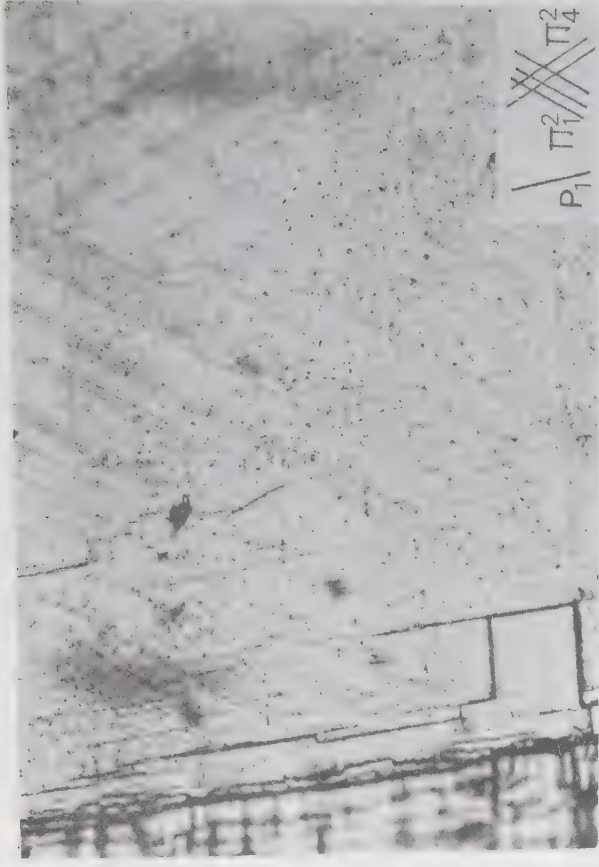
24 - MgIn 0,5%, $\alpha = 4^\circ$, 5,8% à 77 K : Tranche (1120)
 $\overline{100\mu}$



25 - MgIn 0,5%, $\alpha = 4^\circ$, 5,8% à 77 K
Tranche (1120). Microsc. électr.
à balayage. x 1000

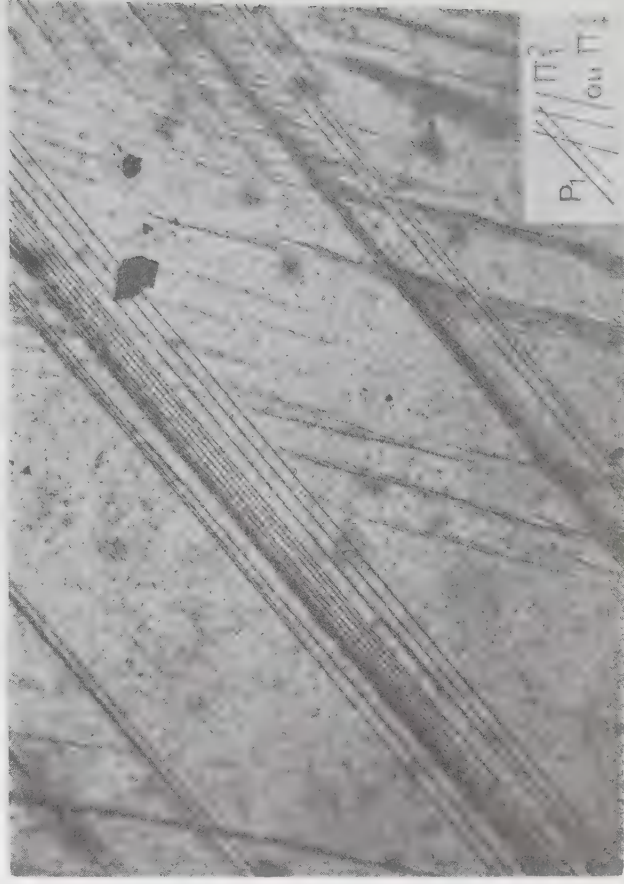


26 - MgIn 2,5%; $\alpha = 3^\circ$, 2,4% à 77 K : Tranche (1120)



27 - MgIn 3%, $\alpha = 5^\circ$, 1% à 77 K : Tranche (1120)

100μ



28 - MgIn 4,7%, $\alpha = 16^\circ$, 3,3% à 77 K : Face (0001)

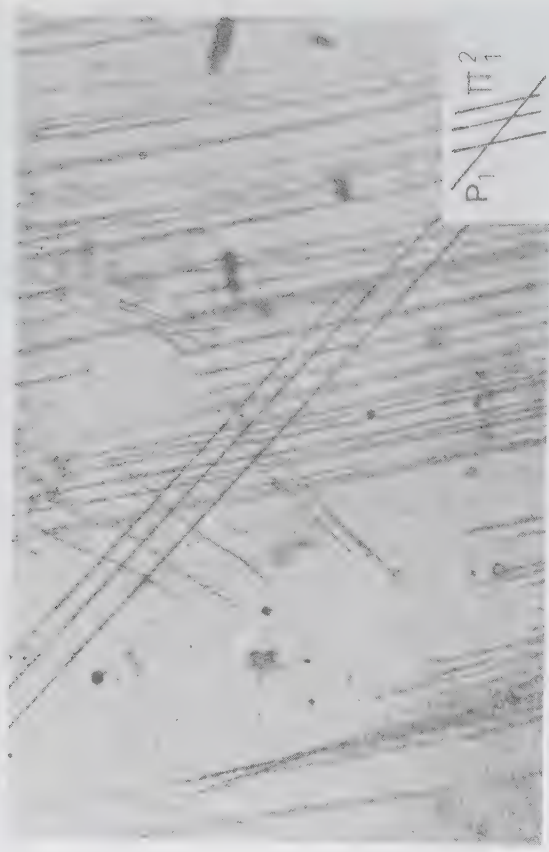
100μ



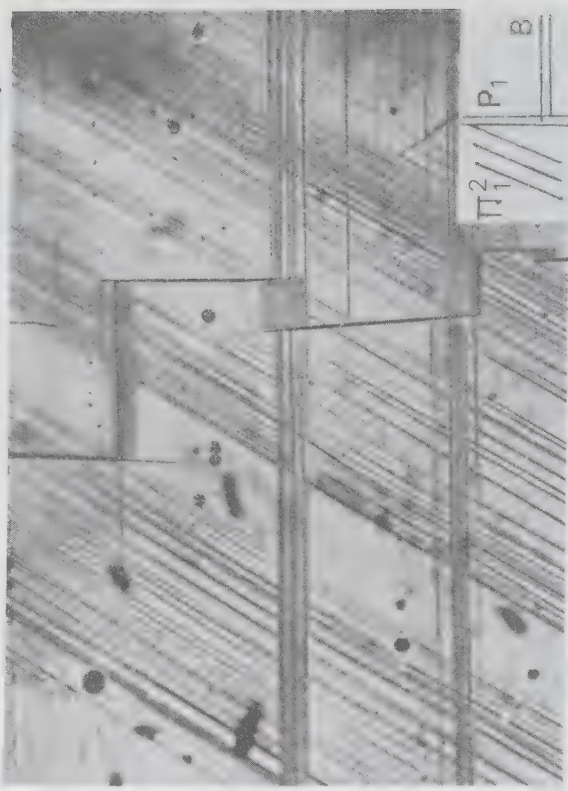
29a) MgIn 4,7%, $\alpha = 16^\circ$, 3,3% à 77 K : Tranche ($hk, \overline{h+k}, 0$)



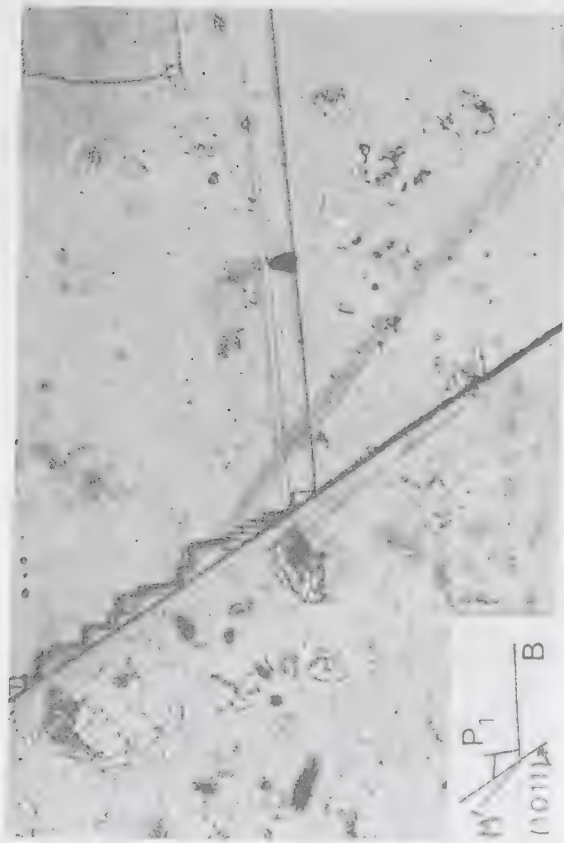
29b) Zone A au microscope électronique à balayage
x 1500



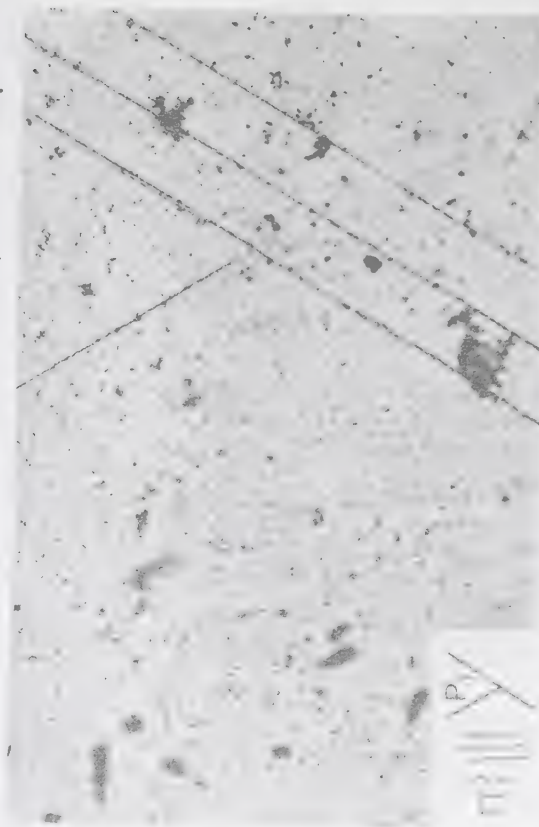
30 - MgIn 3,5%, $\alpha = 16^\circ$, 5% à 77 K : Face (0001)



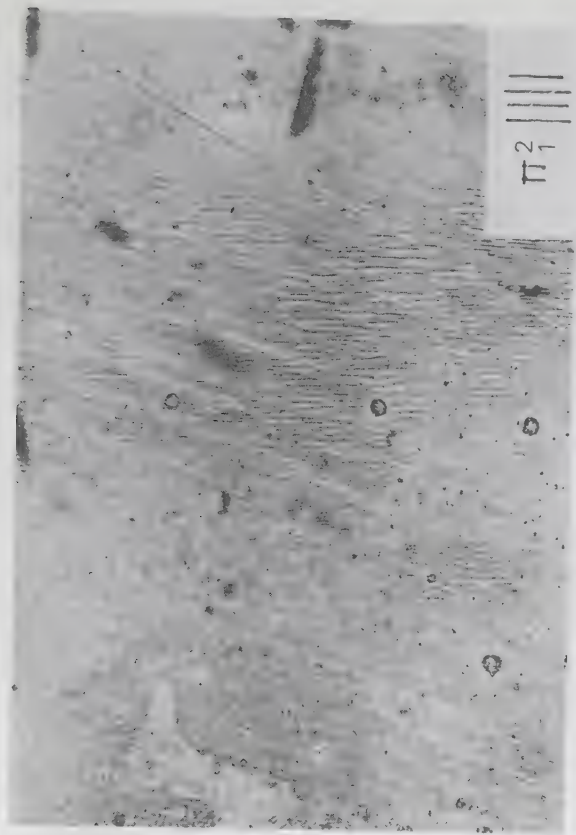
31 - MgIn 3,5%, $\alpha = 16^\circ$, 5% à 77 K : Tranche ($hk, \overline{h+k}, 0$)



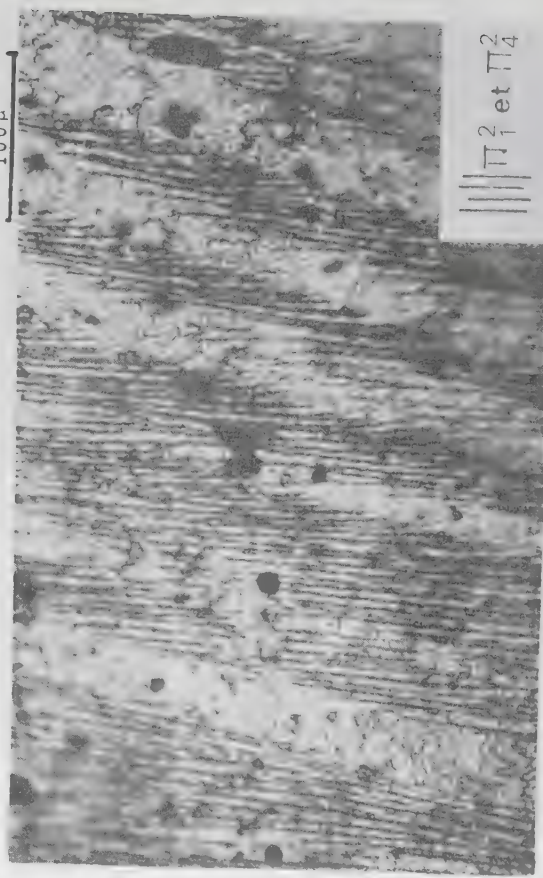
32 - MgIn 3,5%, $\alpha = 16^\circ$, 5% à 77 K : Tranche ($h, k, h+k, l$)



33 - MgIn 1,9%, $\alpha = 27^\circ$, 9% à 77 K : Face (0001)



34 - MgIn 3,5%, $\alpha = 24^\circ$, 2,6% à 77 K : Face (0001)



35 - MgIn 4,2%, $\alpha = 24^\circ$, 3,2% à 77 K : Face (0001)



36 - MgIn 1,9%, $\alpha = 27^\circ$, 9% à 77 K : Tranche (10 $\bar{1}0$)

100 μ



37 - MgIn 4,2%, $\alpha = 24^\circ$, 2,3% à 77 K : Tranche (10 $\bar{1}0$)

100 μ



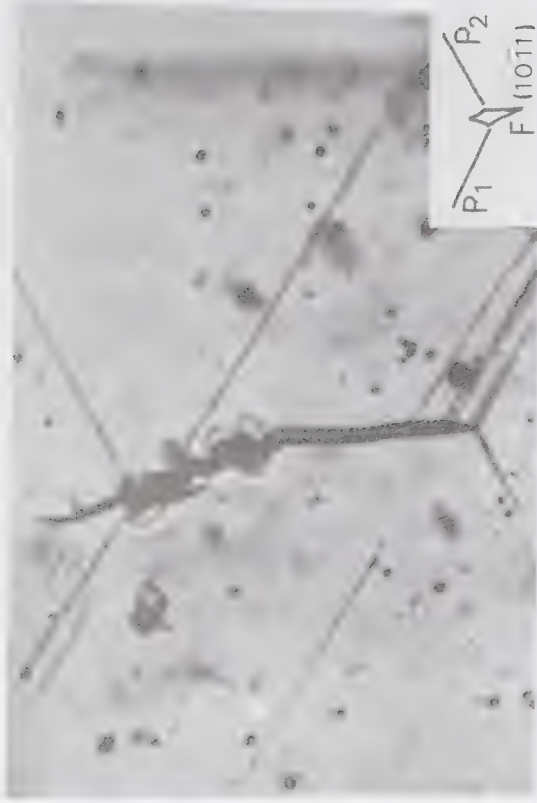
38 - MgIn 3,5%, $\alpha = 24^\circ$, 2,6% à 77 K : Tranche (10 $\bar{1}0$)

100 μ



39 - MgIn 3,5%, $\alpha = 24^\circ$, 2,6% à 77 K : Tranche (10 $\bar{1}0$)

100 μ



40 - MgIn 0,5%, $\alpha = 2^\circ$, 1,6% à 200 K : Face (0001)

100 μ

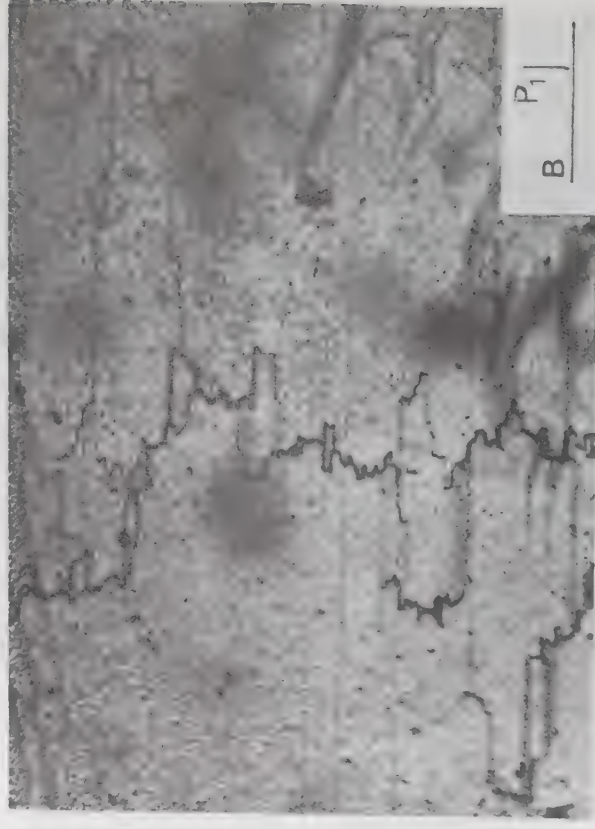


42 - MgIn 1,2%, $\alpha = 0^\circ$, 1,8% à 200 K : Tranche (10 $\bar{1}0$)

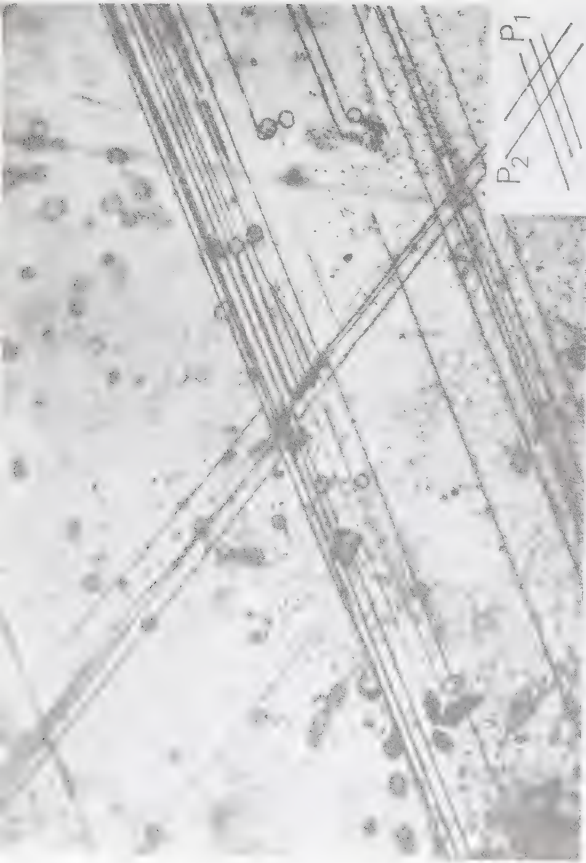


41 - MgIn 2,9%, $\alpha = 6^\circ$, 2,7% à 200 K : Face (0001)

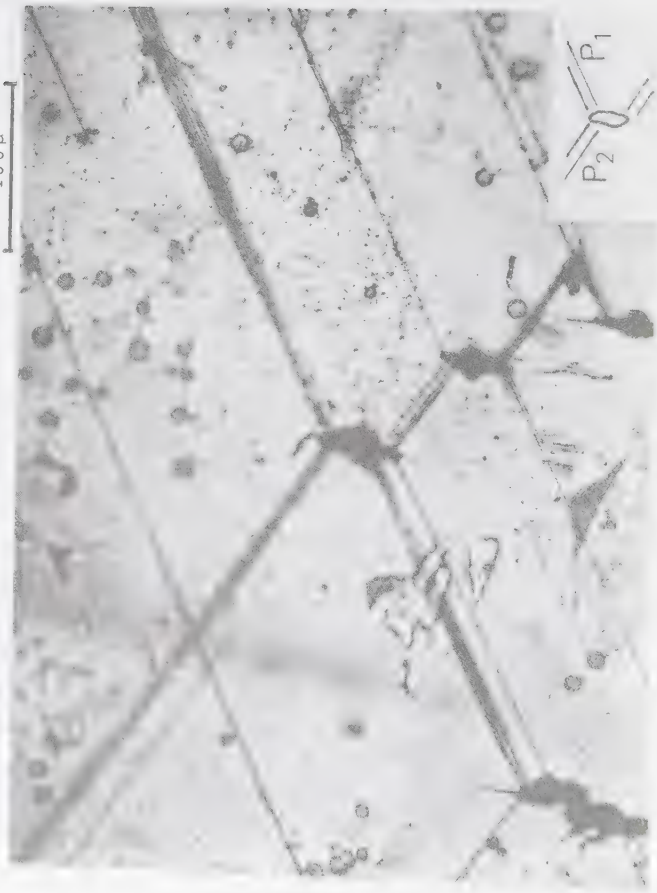
100 μ



43 - MgIn 2,9%, $\alpha = 6^\circ$, 2,9% à 200 K : Tranche (10 $\bar{1}0$)



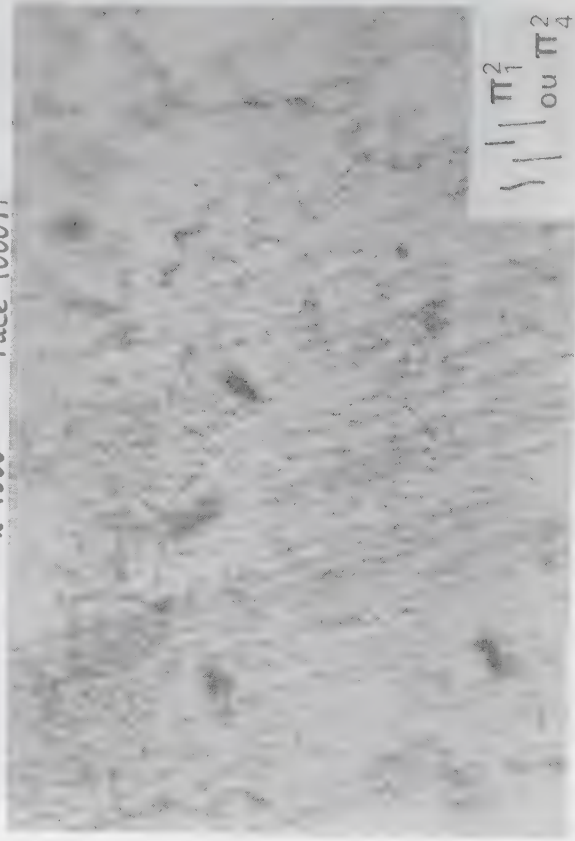
44 - MgIn 4%, $\alpha = 12^\circ$, 1,6% à 200 K : Face (0001)



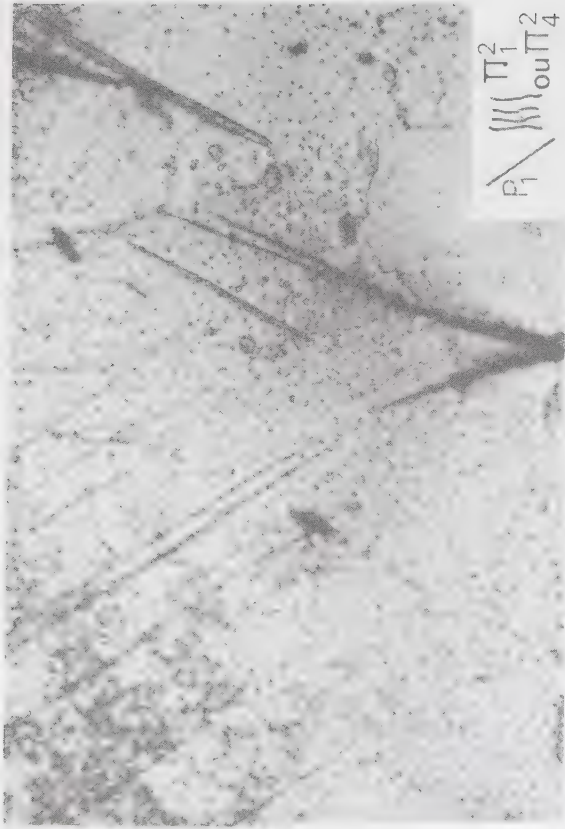
45 - MgIn 4%, $\alpha = 12^\circ$, 1,6% à 200 K : Face (0001)



46 - MgIn 4%, $\alpha = 12^\circ$, 1,6% à 200 K
Microsc. électr. à balayage
Face (0001)
x 1500

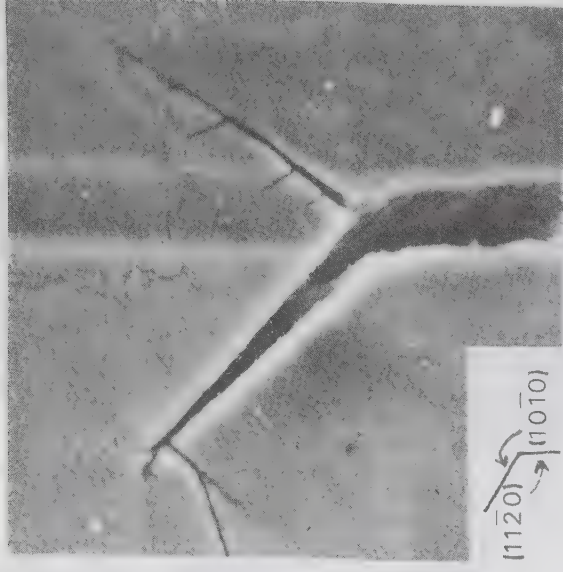


47 - MgIn 1,9%, $\alpha = 25^\circ$, 5% à 200 K : Face (0001)



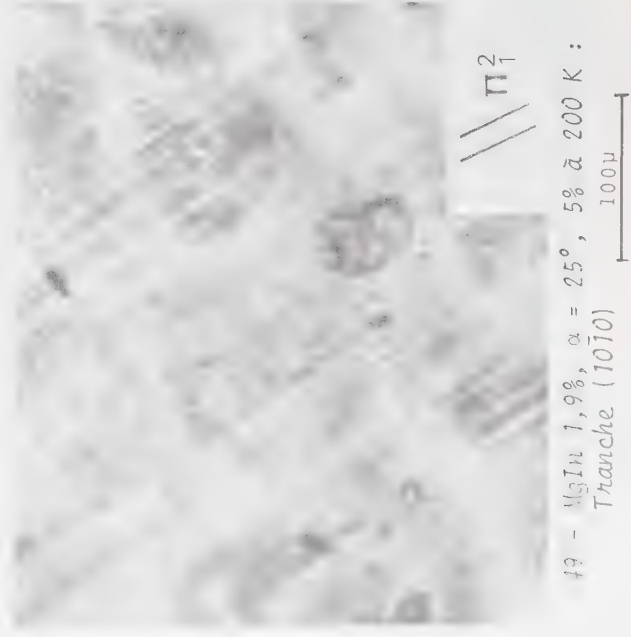
48 - MgIn 1,9%, $\alpha = 25^\circ$, 5% à 200 K : Face (0001)
100 μ

P_1 // π_1^2 ou π_4^2



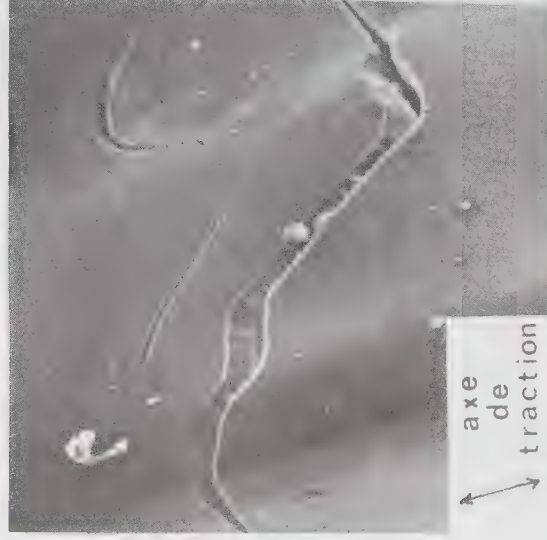
50 - MgIn 1,9%, $\alpha = 25^\circ$, 5% à 200 K :
Face (0001) . Microsc. électr.
à balayage. x 1200

// π_1^2 ou π_4^2



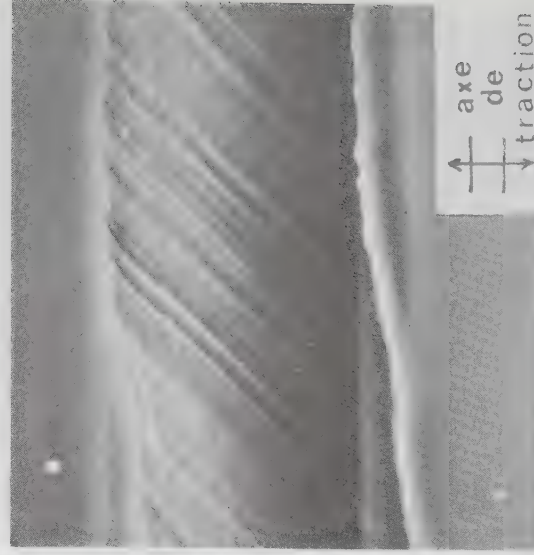
49 - MgIn 1,9%, $\alpha = 25^\circ$, 5% à 200 K :
Tranche (1010) 100 μ

// π_1^2



51-52 - Même éprouvette - Microscopie électronique à balayage
x 250

axe de traction



51-52 - Même éprouvette - Microscopie électronique à balayage
x 1600

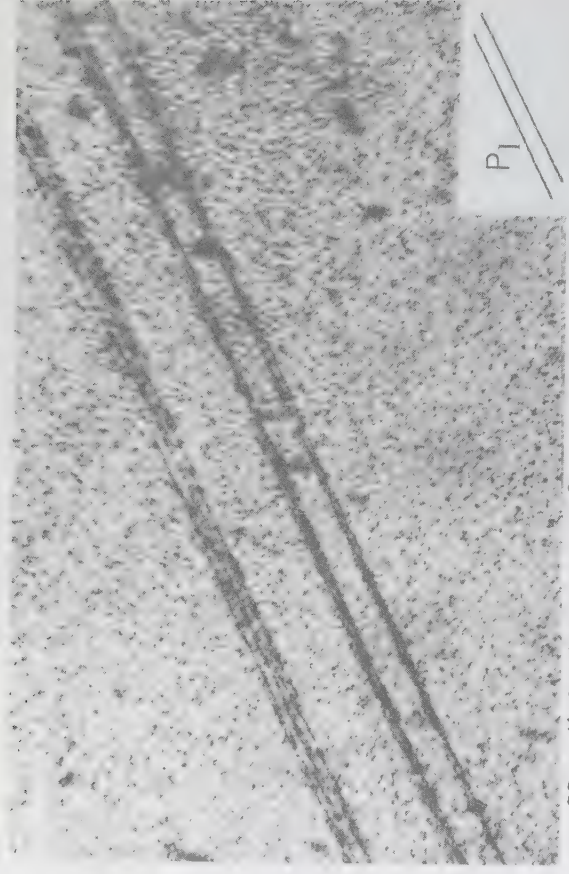
axe de traction



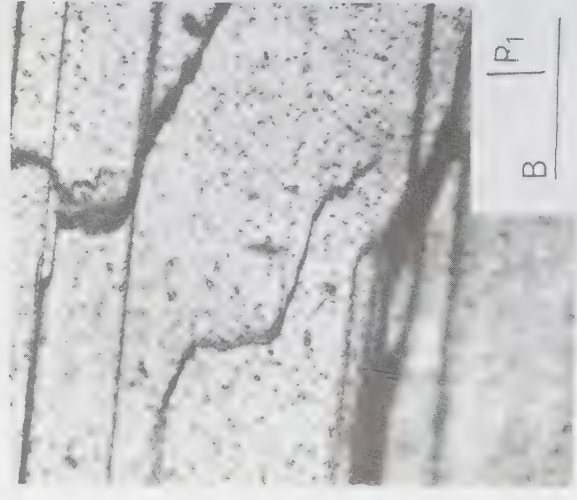
53 - MgIn 1,5%, $\alpha = 23^\circ$, 6,5% à 200 K : Face (0001)



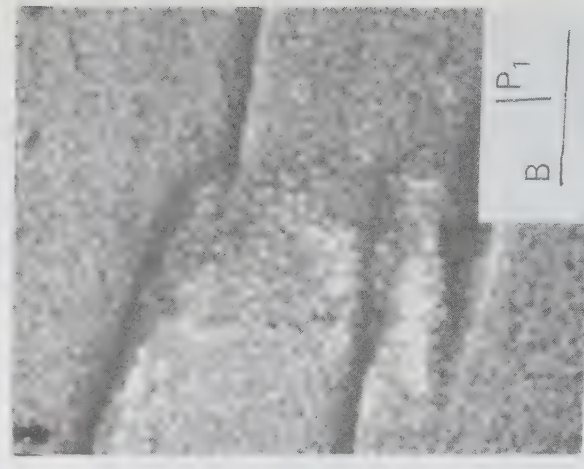
54 - MgIn 1,5%, $\alpha = 23^\circ$, 6,5% à 200 K : Tranche (1010)



55 - MgIn 4,2%, $\alpha = 0^\circ$, 2,6% à 300 K : Face (0001)



56-57 - MgIn 4,2%, $\alpha = 0^\circ$, 2,6% à 300 K : Tranche (1120)
microsc. élect. à balayage
x 320

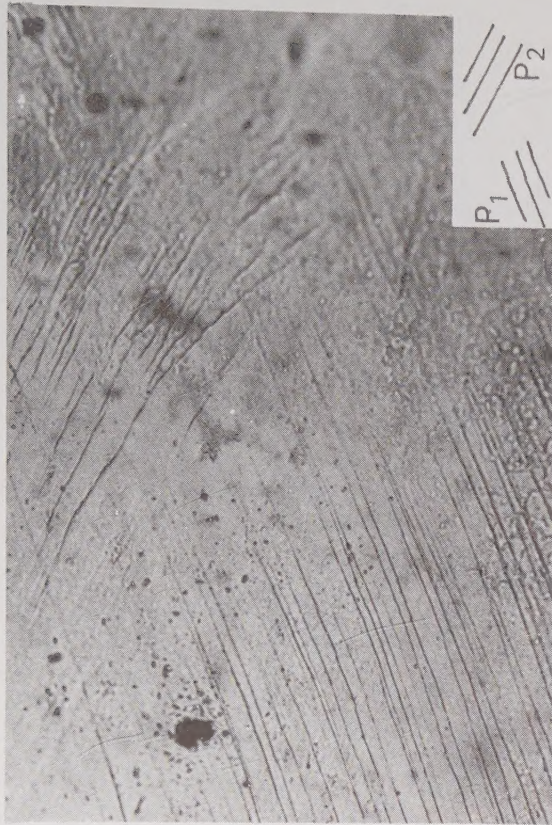




P_1
 M

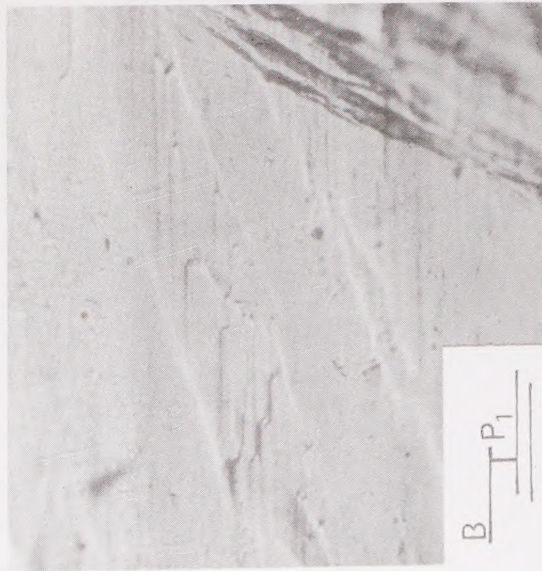
58 - MgIn 1,9%, $\alpha = 30^\circ$, 12% à 300 K : Face (0001)

100 μ



P_1
 P_2

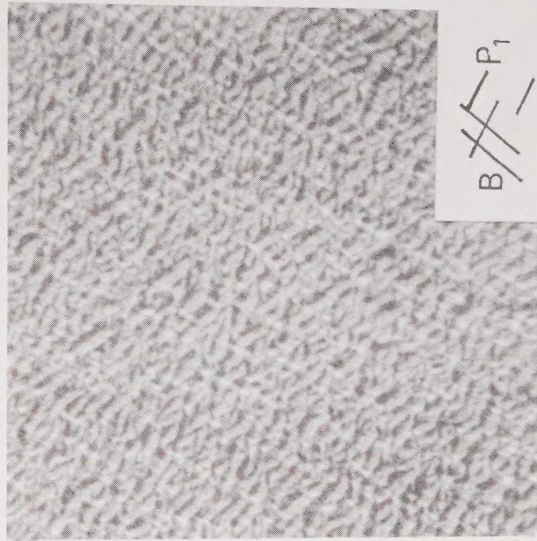
60 - MgIn 0,5%, $\alpha = 7^\circ$, 20% à 400 K : Face (0001)



B
 P_1

59 - MgIn 1,9%, $\alpha = 30^\circ$, 12% à 300 K : Tranche (1010)

100 μ

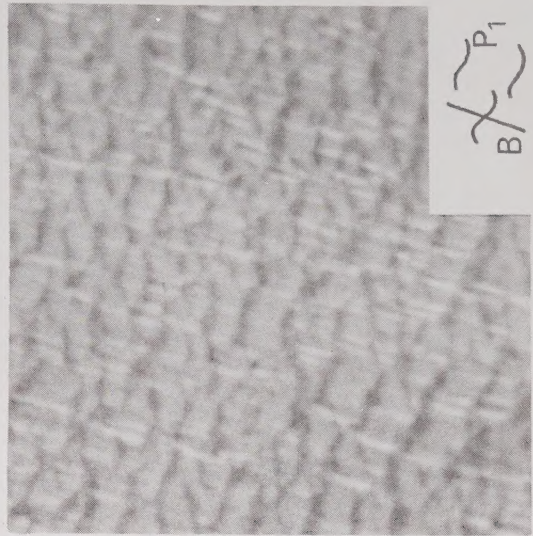


B
 P_1

61-62 - MgIn 0,5%, $\alpha = 7^\circ$, 20% à 400 K : Tranche (1120)

balayage.

x 5000



B
 P_1

61-62 - MgIn 0,5%, $\alpha = 7^\circ$, 20% à 400 K : Tranche (1120)

Microscope élect.

x 10000

